

Marcel Teschke

**Das interferometrische Phasenkontrastverfahren
und seine Anwendung zur Herstellung diffraktiver
optischer Elemente**

Das interferometrische Phasenkontrastverfahren und seine Anwendung zur Herstellung diffraktiver optischer Elemente

Von Marcel Teschke



Universitätsverlag Ilmenau
2010

Impressum

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Angaben sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Diese Arbeit hat der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Ilmenau als Dissertation vorgelegen.

Tag der Einreichung: 2. Juli 2009

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Stefan Sinzinger
(Technische Universität Ilmenau)

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Hartmut Bartelt
(IPHT Jena)

3. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Robert Brunner
(Fachhochschule Jena)

Tag der Verteidigung: 16. Februar 2010

Technische Universität Ilmenau/Universitätsbibliothek

Universitätsverlag Ilmenau

Postfach 10 05 65

98684 Ilmenau

www.tu-ilmenau.de/universitaetsverlag

Herstellung und Auslieferung

Verlagshaus Monsenstein und Vannerdat OHG

Am Hawerkamp 31

48155 Münster

www.mv-verlag.de

ISBN 978-3-939473-78-7 (Druckausgabe)

urn:nbn:de:gbv:ilm1-2009000490

Titelfoto: Barbara Neumann | Erfurt

Vorwort

Die vorliegende Dissertation ist das Ergebnis meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Technische Optik der Technischen Universität Ilmenau. Im Rahmen des Verbundprojektes KOMPHOR war es meine Aufgabe, die Herstellung beliebiger diffraktiver optischer Elemente mittels Interferenzlithographie zu ermöglichen.

Während dieser schönen als auch anstrengenden Zeit musste ich meine Freundin Annekatrin oft vernachlässigen, sodass ihr an erster Stelle mein größter Dank für ihre Geduld gebührt. Des Weiteren hat sie viele Stunden ihrer Freizeit für das Korrekturlesen dieser Arbeit geopfert. Ich werde versuchen dies in Zukunft wieder gut zu machen.

Dass ich am Fachgebiet Technische Optik wissenschaftlich tätig werden durfte, verdanke ich Professor S. Sinzinger. Sein Vertrauen in meine Fähigkeiten, erlaubten es mir, meine Ideen in die Realität umsetzen zu können. Für die Unterstützung als Doktorvater und die damit verbundenen Aufgaben, bin ich ihm sehr dankbar. Des Weiteren bedanke ich mich bei Professor H. Bartelt sowie bei Professor R. Brunner für das Erstellen der Gutachten der vorliegenden Dissertation.

Meinen Kollegen und Freunden am Fachgebiet Technische Optik danke ich für die angenehme und produktive Zeit, in der ich soviel von ihnen lernen durfte. Mit Andreas war es immer schön, den Erfolg eines Experimentes zu feiern. Die Zusammenarbeit mit Meike, Sebastian, Martin, Andreas und Daniel war äußerst konstruktiv und prägend. Gerne denke ich daran zurück. Vielen Dank an alle Mitarbeiter des Fachgebietes für die schöne Feier nach der Verteidigung.

Kay H., Daniel C., Jörg T. und Matthias H. danke ich für die Hilfe bei der Literaturrecherche.

Kurzfassung

Diffraktive optische Elemente ermöglichen es dem Optik-Designer kompakte und gewichtsarme Optik-Systeme zu entwickeln. Die Integration diffraktiver optischer Elemente in optische Systeme ist jedoch nur sinnvoll, wenn diese eine hohe Beugungseffizienz besitzen. Um ein diffraktives optisches Element (DOE) mit hoher Beugungseffizienz zu fertigen, muss die beugende Phasenoberfläche des DOEs analog oder angenähert mit mindestens acht Phasenstufen hergestellt werden. Für die Fertigung analoger beziehungsweise mehrstufiger DOEs gibt es verschiedene Verfahren, die sich in Qualität, Kosten, Flexibilität und Zeitaufwand unterscheiden.

Zur flexiblen und kostengünstigen Fertigung analoger mikrooptischer Elemente ist ein interferometrisches Belichtungskonzept entwickelt worden, welches als *interferometrisches Phasenkontrastverfahren* bezeichnet wird. Das interferometrische Phasenkontrastverfahren beruht auf der on-axis Interferenz einer synthetisch erzeugten Objektwelle mit einer ebenen Referenzwelle.

Diese Arbeit beschreibt das interferometrische Phasenkontrastverfahren analytisch und mathematisch. Des Weiteren werden aus dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren zwei Modelle entwickelt, mit denen auf Fourierfilterung basierende Phasenkontrastverfahren analysiert und berechnet werden können. Aus einem der abgeleiteten Modelle wird zusätzlich ein neues Phasenkontrastverfahren erarbeitet, welches auf Phasenverzögerung des gebeugten Lichtes mittels Fourierfilterung beruht.

Zur Herstellung beliebiger DOEs mit Hilfe des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens ist eine Phasenanpassung der synthetisch erzeugten Objektwelle notwendig. Diese Phasenanpassung wird erläutert und Experimente zur Herstellung eines ge-blaze-ten Fresnellinsenarrays werden vorgestellt. Des Weiteren wird dargelegt, wie das Erzeugen und In-

terferieren der synthetischen Objektwelle mit ihrer Referenzwelle auf ein optisches Element reduziert werden kann und somit zu einem neuen Typ von Halbtonmaske führt. Das physikalische Wirkungsprinzip dieser Halbtonmaske ist Vorbild für die Ableitung vier weiterer Halbtonmasken, welche allesamt eine kostengünstige und flexible Fertigung analoger Mikrooptik ermöglichen.

Abstract

Diffractive optical elements enable the optical designer to engineer optical system, which are small and have less weight. However, the integration of diffractive optical elements can only be recommended, if these elements have high diffraction efficiency. To achieve a diffractive optical element (DOE) with high diffraction efficiency, it is necessary to produce an analogue or at least an 8 phase level DOE. There are several methods to produce analogue or multilevel DOEs, which differ in quality, costs and expenditure of time.

For the flexible and cost-efficient production of analogue micro-optical elements, an interferometric illumination concept has been developed. This interferometric illumination concept was named as the interferometric phase contrast method. The interferometric phase contrast method is based on the on-axis interference of a synthetic generated object wave with a plane reference wave.

This paper describes analytical and mathematical the interferometric phase contrast method. To analyse and calculate phase contrast methods based on Fourier filters, two different models were derived from the interferometric phase contrast method. With one of the derived models, it was possible to develop a novel phase contrast method, which is based on phase retarding of the diffracted light by a Fourier filter.

To apply the interferometric phase contrast method for the production of complex DOEs, it is necessary to adapt the phase distribution of the synthetic generated object wave. In this paper, the adaptation of the phase distribution and its application to produce an array of blazed Fresnel lenses is presented. Furthermore, it is shown, how the generating and interfering of the synthetic object wave with the reference wave can be reduced into one optical element. This optical element represents a novel type of halftone mask. The physical principle of this halftone mask

was used to derive four additional halftone masks, which all enable a cost-efficient and flexible production of analogue micro-optical elements.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Das interferometrische Phasenkontrastverfahren	7
2.1	Herleitung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens aus dem Ansatz der Interferenzlithographie	7
2.2	Mathematische Analyse des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens	14
2.3	Bewertung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens	18
3	Analytisches Modell zur Bewertung von Phasenkontrastverfahren	23
3.1	Ableitung des Modells aus dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren	23
3.2	Ableitung einer Intensitätsgleichung für Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung der 0. Beugungsordnung .	27
3.2.1	Berechnung der Intensitätsgleichung aus der Taylorreihe für einen bestimmten Fall des interferometrischen Phasenkontrastes	28
3.2.2	Berechnung der Intensitätsgleichung aus der Taylorreihe für den allgemeinen Fall der Phasen- und Amplitudenänderung der 0. Ordnung	32
3.3	Ableitung einer Intensitätsgleichung für Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung der $m > 0$. Beugungsordnungen	40
3.3.1	Feld-Absorptionsfilter	43
3.3.2	Feld-Phasenfilter	45
3.4	Ableitung einer Intensitätsgleichung für Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung aller Beugungsordnungen	50

4	Herstellung von DOEs mittels interferometrischen Phasenkontrastverfahren	57
4.1	Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastes zur Herstellung holographischer Elemente	57
4.2	Anpassung der Phasenverteilung für eine lineare Phase-zu-Intensitätsabbildung	58
4.3	Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastes zur Herstellung einer Fresnellinse	63
4.3.1	Erzeugung des Phasenobjektes mittels Phasenmodulator	64
4.3.2	Erzeugung des Phasenobjektes mit dem detour-Phase Hologramm	70
5	Integration des interferometrischen Phasenkontrastes innerhalb einer Halbtonmaske	79
5.1	Modifikation des Belichtungsaufbaus mit dem detour-Phase Hologramm	79
5.2	Ableitung einer neuartigen Halbtonmaske	83
5.3	Herstellung von DOEs mittels interferometrischer Halbtonmaske Typ I	89
5.4	Diskussion zur interferometrischen Halbtonmaske Typ I	95
5.4.1	Weitere Möglichkeiten zur Ableitung der Halbtonmaske Typ I	95
5.4.2	Anwendung als Phasenmaske	97
5.4.3	Laterale Ausdehnung der Halbtonmaske Typ I .	103
6	Interferometrischer Phasenkontrast mittels konjugierter Objektwelle	109
6.1	Erzeugung der Objektwelle und ihre konjugierte mittels detour-Phase Hologramm	109

6.2	Ableitung einer Halbtonmaske aus dem Phasenkontrastverfahren mit konjugierter Objektwelle	116
6.3	Diskussion zur interferometrischen Halbtonmaske Typ II	121
6.3.1	Weitere Möglichkeiten zur Ableitung der Halbtonmaske Typ II	121
6.3.2	Anwendung als Phasenmaske	124
6.3.3	Laterale Ausdehnung der Halbtonmaske Typ II .	126
7	Ableitung weiterer Halbtonmasken	131
7.1	Halbtonmaske Typ III	131
7.2	Halbtonmakse Typ VII	134
8	Erweiterung der Zeroth-Order Phase-Contrast Technique	143
8.1	Das Kodierungsverfahren	144
8.2	Photolackbelichtung mittels verbessertem ZOPC-Verfahren	150
8.3	Vergleich der ZOPC Maske mit anderen Halbtonmasken	154
8.3.1	Vergleich der ZOPC Maske mit der Halbtonmaske Typ I	154
8.3.2	Vergleich der ZOPC Maske mit der Halbtonmaske Typ II	160
8.3.3	Vergleich der ZOPC Maske mit der Halbtonmaske Typ VII	163
9	Zusammenfassung	167
	Literaturverzeichnis	173
	Abkürzungen und Symbole	189

1 Motivation

Bei der Herstellung mikrooptischer, mikromechanischer und mikroelektronischer Bauelementen spielt die Fertigungszeit und die damit verbundenen Kosten eine entscheidende Rolle. Gerade in dem Bereich der Elektronik, ist es nur mit einer hohen Stückzahl möglich die Fertigungskosten niedrig zu halten und sich dadurch am Markt mit einem akzeptablen Preis für sein Produkt zu positionieren [1]. In dem Bereich der Mikrooptik hat zusätzlich die Beugungseffizienz eine fundamentale Bedeutung für den Einsatz dieser Bauelemente in optischen Systemen [2]. Eine hohe Beugungseffizienz ist jedoch nur mit analogen Oberflächenstrukturen oder angenähert durch mehrere Phasenstufen¹ zu erreichen. Zum Beispiel wird für eine Beugungseffizienz von 95% eine Approximation an das gewünschte Phasenprofil mit 8 Phasenstufen benötigt [3].

Die Herstellung analoger mikrooptischer Elemente kann in direktschreibende Lithographie (*direct-writing lithography*), Mikrozerspanung (*micromachining*), Lithographie mit Masken (*mask based lithography*), Lithographie mit spatialen Lichtmodulatoren (*maskless lithography*) und Interferenzlithographie unterteilt werden [2–4]. Bei der direktschreibenden Lithographie wird mit einem Elektronen-, Ionen-, Röntgen- oder Laserstrahl eine quasi analoge Struktur in die Resistschicht (z.B. PMMA) übertragen [5–10]. Nach dem Beschreiben des Resistes wird die Struktur in das Substrat geätzt. Die direktschreibende Lithographie stellt ein serielles Belichtungsverfahren dar. Demzufolge muss das mit Resist beschichtete Substrat bei einer variablen Strahlintensität mit Hilfe eines x - y -Tisches abgerastert werden. Dies führt zu einem zeitintensiven Bearbeitungsprozess mit hohem Kostenaufwand. Wie die direktschreibende Lithographie stellt auch das Mikrospanen einen direktschreiben-

¹In der Literatur werden mehrstufige Phasenobjekte in der Regel als analoge Phasenobjekte bezeichnet. Daher erfolgt in dieser Arbeit keine weitere Unterscheidung zwischen diesen beiden Begriffen.

den Prozess dar. Dabei wird mit Hilfe eines Diamantwerkzeugs die gewünschte Struktur in das Substrat (z.B. PMMA oder Metall) gedreht oder gefräst. Nachteil bei diesem Verfahren ist auch hier der Zeitaufwand, sowie die Abhängigkeit der Qualität des mikrooptischen Elements von der Geometrie der zu fertigenden Struktur (symmetrisch oder asymmetrisch)[11, 12].

Im Gegensatz zu den direktschreibenden Verfahren, wird bei der auf Masken basierenden Lithographie das gesamte resistbeschichtete Substrat innerhalb eines Fertigungsschrittes belichtet. Analoge beziehungsweise mehrstufige Oberflächenprofile werden dabei durch Mehrfachbelichtung des Resists mit unterschiedlichen binären Masken oder unter Anwendung der Grautonlithographie erreicht. Ein Nachteil der Mehrfachbelichtung des Resists mit unterschiedlichen Masken ist die notwendige Ausrichtung der einzelnen Masken nach jedem Entwicklungs- und Ätzprozess für den darauf folgenden Belichtungsschritt [13–15]. Eine ungenaue Justierung bei diesem äußerst zeitaufwendigen Prozess führt zu Fehlern im Resistprofil, welche sich auf die optische Funktionalität des mikrooptischen Elements negativ auswirken [16–18]. Bei der Grautonlithographie jedoch, wird mit einer Grauton- oder Halbtonmaske eine örtliche Variation der Belichtungsintensität und somit analoge Resistbelichtung erreicht. Die Grautonmaske besteht zum Beispiel aus *high energy beam sensitive* (HEBS) Glas, welches mit Hilfe des Elektronenstrahlschreibens ein örtlich variables Transmissionsverhalten aufgeprägt bekommt [19–23]. Nachteil der Grautonlithographie mit HEBS Glas ist der hohe Preis, der für das HEBS Glas zu zahlen ist. Im Gegensatz dazu bestehen die Halbtonmasken aus einer Chrommaske mit lichtdurchlässigen Öffnungen [24, 25]. Dabei sind die Öffnungen in ihrer Größe so gewählt, dass sie vom optischen System für die Grautonlithographie nicht getrennt aufgelöst werden können. Durch eine weitere Verkleinerung der einzelnen Öffnungen auf der Maske wird der Transmissionskoeffizient der Maske verringert. Somit lässt sich durch eine

örtliche Variation der Öffnungen eine örtlich variierende Intensitätsverteilung herstellen. Dieses Prinzip des *halftoning* ist ein preisgünstiges Verfahren für die Herstellung mikrooptischer Elemente [26–30]. Lediglich eine mit dem Elektronenstrahl bearbeitete Chrommaske und ein handelsüblicher Lithographie-Stepper sind erforderlich. Einziger Nachteil bei diesem Verfahren ist, dass unerwünschte Beugungseffekte durch die transparenten Öffnungen hervorgerufen werden [31, 32].

Mit spatialen Lichtmodulatoren (SLMs) ist es möglich, den Zwischenschritt der Maskenherstellung für die maskenbasierende Lithographie zu umgehen. Die Anwendung eines SLMs in Form einer flexible Maske wird als *maskeless lithography* bezeichnet, da die teure Herstellung eines Maskensets nicht mehr notwendig ist [33–35]. Der enorme Preis für ein Maskenset ist vor allem bei geringen Stückzahlen ein Problem, so dass eine Prototyp-Produktion eine kostspielige Angelegenheit werden kann [36]. Für den Belichtungsaufbau kommen Digital Mirror Devices (DMDs) und Liquid Crystal Displays (LCDs) als SLMs zum Einsatz. Über die Steuerung der Belichtungszeit, können verschiedene Belichtungstiefen im Photolack erzielt werden. Beim LCD kann jedoch auch die Grauwertansteuerung mittels Polarisationsfilter genutzt werden, um die Belichtungsintensität zu variieren. Jedoch ist es schwierig, für geringe Belichtungswellenlängen den geeigneten Polarisationsfilter herzustellen [37]. Das ist ein genereller Nachteil bei der Anwendung von LCDs in der *maskless lithography*.

Eine weitere Möglichkeit zur Herstellung diffraktiver optischer Elemente (DOE) bietet die Interferenzlithographie [2, 38–44]. Bei der Interferenzlithographie wird das Interferenzmuster, welches bei der Überlagerung von Wellenfronten entsteht, für die Belichtung des Photoresists genutzt. Ein wesentlicher Vorteil des Verfahrens ist die Möglichkeit zur Belichtung großer Substrate in einem einstufigen Belichtungsprozess [3]. Jedoch werden bei der Interferenzlithographie nur ebene oder sphärische

Wellenfronten für die Entstehung des Interferenzmusters genutzt. Daraus resultiert nur eine begrenzte Anzahl an Oberflächenprofilen, die mit diesem Verfahren herstellbar sind.

Als Motivation für die vorliegende Arbeit entstand daher die Frage: „*Können auch beliebige Strukturen mittels Interferenzlithographie hergestellt werden?*“. Durch die Möglichkeit der Belichtung großer Substrate bietet die Interferenzlithographie eine kostengünstige Alternative zu den oben genannten Verfahren. Um bei der Interferenzlithographie die Beschränkung auf ebenen oder sphärischen Wellenfronten zu umgehen, wird im Kapitel 2 ein Belichtungsaufbau vorgeschlagen, der es ermöglicht beliebige Wellenfronten zu verwenden. Der vorgeschlagene Belichtungsaufbau hat dabei zwei wesentliche Eigenschaften. Zum einen ist sein Aufbau identisch dem Twyman-Green Interferometer, der in der interferometrischen Messtechnik zum Vermessen von optischen Bauelementen verwendet wird. Zum anderen lassen sich aus seinem physikalischen Wirkprinzip, Übereinstimmungen zu Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung herleiten. Daher erhielt das vorgeschlagene Belichtungsprinzip die Bezeichnung: *Das interferometrische Phasenkontrastverfahren*. Im Kapitel 3 werden zwei Modelle aus dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren abgeleitet, die es ermöglichen die Phase-zu-Intensitätsabbildung der verschiedenen Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung, einfach zu berechnen. Mit der für das Phasenkontrastverfahren ermittelten Intensitätsgleichung wird auch die Phasenverzögerung des gebeugten Lichts mathematisch analysiert. Diese Möglichkeit wurde bisher noch nicht für Phasenkontrastverfahren untersucht. Die Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens zur Herstellung mikrooptischer Bauelemente wird im Kapitel 4 erörtert. In Anbetracht der systematischen Verbesserung des Belichtungsaufbaus für die Photolackbelichtung, konnte das Prinzip des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens innerhalb einer Maske integriert werden (siehe Kapitel 5). Diese Maske stellt eine Halbtonmaske dar, die jedoch auch

als Phasenmaske verwendet werden kann. Mit den gewonnenen Kenntnissen zum interferometrischen Phasenkontrastverfahren, sowie die Integration dieser Maske innerhalb eines Elements, werden in den Kapiteln 6-8 weitere Typen von Halbtonmasken vorgestellt.

Zusammenfassend unterteilt sich die vorliegende Arbeit in fünf wesentliche Bereiche:

1. Die Ableitung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens.
2. Entwicklung eines analytischen Modells zur Bewertung von Phasenkontrastverfahren.
3. Die Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastes zur Herstellung von DOEs.
4. Integration des interferometrischen Phasenkontrastes innerhalb einer Halbtonmaske.
5. Die Ableitung weiterer Halbtonmasken auf Grundlage der gewonnenen Erkenntnisse zwischen dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren und der daraus abgeleiteten Halbtonmaske.

2 Das interferometrische Phasenkontrastverfahren

2.1 Herleitung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens aus dem Ansatz der Interferenzlithographie

Die Interferenzlithographie¹ nutzt das Intensitätsmuster, welches bei der Interferenz von Wellen entsteht, zur Belichtung eines resistbeschichteten Substrats. In Bild 2.1 ist das Verfahren graphisch dargestellt. Durch die Überlagerung zweier ebener Wellenfronten entsteht ein Intensitätsmuster, welches von der Amplitude A und dem Winkel θ zwischen den beiden Wellen abhängig ist [1]:

$$I = 4A^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right) \quad (1)$$

Nach dem Entwickeln des belichteten Substrates mit Photolackbeschichtung, entsteht ein Beugungsgitter, dessen Gitterkonstante g sich wie folgt berechnet (siehe Bild 2.1):

$$g = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \quad (2)$$

Mit Gleichung (2) wird deutlich, dass bei dem Verfahren der Interferenzlithographie die Gitterkonstante nur durch die Belichtungswellenlänge und dem Winkel zwischen den Wellen begrenzt wird. Beugungsgitter mit Gitterkonstanten im Bereich von 100 nm können bei diesem Verfahren hergestellt werden [1, 43]. Für die Herstellung von anderen Beugungsmustern kann die Form der Wellenfront, die Anzahl der Wellen oder die Richtung der Wellen geändert werden (siehe Bild 2.2).

¹auch bekannt als holographische Lithographie

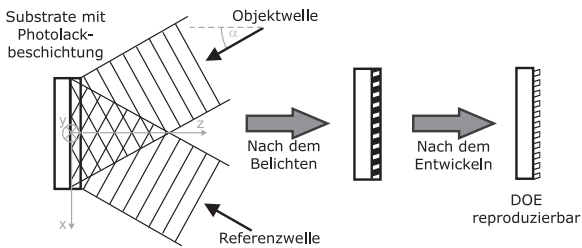


Bild 2.1: Prinzip der Interferenzlithographie.

Während der Belichtung des Photolacks dürfen keine Turbulenzen oder Erschütterungen den Belichtungs Aufbau in Schwingung versetzen. Hohe Belichtungsenergien bei kurzen Belichtungszeiten sind somit erforderlich um die Einflüsse der Umgebung zu minimieren. Interferenzlithographie selbst kann für die Massenproduktion von Beugungsgittern genutzt werden, jedoch bieten die Verfahren des Heißprägens, Gießens oder Spritzgusses eine kostengünstige Möglichkeit zur Vervielfältigung der mittels Interferenzlithographie hergestellten Gitter [45–47].

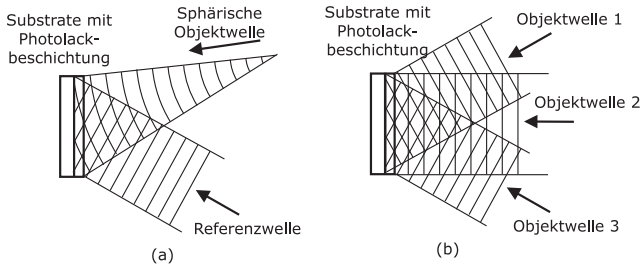


Bild 2.2: Weitere Möglichkeiten zur Interferenzlithographie.

Seit der ersten Herstellung von ge-blaze-ten Beugungsgittern in Photoresist mittels Interferenzlithographie sind 40 Jahre vergangen [48]. Bis zum heutigen Zeitpunkt wird jedoch die Interferenzlithographie primär für die Herstellung von Beugungsgittern, Fresnellinsen und photonischen

Kristallen genutzt [49–54]. Die Anwendung zur Herstellung beliebiger DOEs ist nicht bekannt. Es entstand somit die Frage, ob mit Hilfe einer komplexen Objektwellenfront beliebig komplexe mikrooptische Bauelemente hergestellt werden können (siehe Bild 2.3). Dabei war die Gewichtung der Fragestellung auf das dreidimensionale Belichten großer Flächen innerhalb eines Prozessschritts gelegt. Die Herstellung beliebiger binärer Strukturen unter dem Aspekt einer hohen Auflösung wurde bereits von anderen Autoren beschrieben und ist nicht Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen [55, 56].

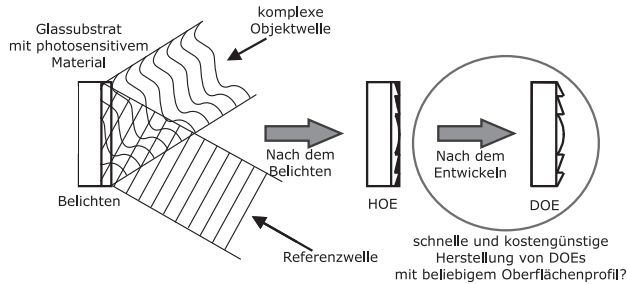


Bild 2.3: Überlagerung mit einer komplexen Objektwelle.

Für die Erweiterung der Interferenzlithographie mit beliebigen Objektwellenfronten wurde der Belichtungsaufbau von Bild 2.4 als Vorbild verwendet. Dieser Belichtungsaufbau wurde von Bartelt und Case, sowie von Fairchild und Fienup, im Jahre 1982 vorgeschlagen [57, 58]. Mit Hilfe eines detour-Phase Hologramms wird eine frei wählbare Objektwelle erzeugt, die wiederum für die Herstellung beliebiger holographisch optischer Elemente (HOEs) genutzt wird. Nachteil des dargestellten Belichtungsaufbaus ist die off-axis Belichtung, welche zu einer off-axis Rekonstruktion des Beugungsbildes führt [59, 60]. Ein neuer Ansatz soll daher mit einem on-axis Belichtungsaufbau erzielt werden.

In Bild 2.5 ist ein solcher Aufbau dargestellt [61]. Die einfallende Licht-

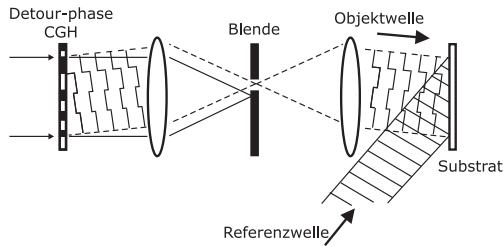


Bild 2.4: Holographie mit synthetischer Objektwelle [57, 58].

welle im Versuchsaufbau von Bild 2.5 wird mittels Strahlteiler (ST) in zwei Teilwellen aufgespalten. Die Teilwelle, welche von dem Spiegel zurück zu den Strahlteiler reflektiert wird, ist als Referenzwelle zu betrachten. Die zweite Teilwelle erreicht einen Liquid Crystal over Silicon (LCoS)¹ Lichtmodulator [62, 63]. Dieser LCoS besteht wie ein Liquid Crystal Display (LCD) aus Flüssigkristall, jedoch wird es in Reflexion anstatt in Transmission verwendet. Durch Anlegen einer Spannung an den Flüssigkristall kann das auftreffende Licht in seiner Phase und seinen Polarisationsseigenschaften verändert werden. Die Änderung der Polarisationsseigenschaften wird in Kombination mit einem Polfilter genutzt, um bei einem LCD oder LCoS-Display² die Amplitude des eintreffenden Lichts zu modulieren [64]. Der Polarisationsfilter ist im Belichtungsaufbau von Bild 2.5 nicht integriert, da nur die Eigenschaft der Phasenänderung genutzt werden soll. Der LCoS wird mittels eines Grauwertbildes über einen Computer angesteuert. Das Grauwertbild steht für einen gewünschten Phasenhub, den die auftreffende Welle erhalten soll. Die Teilwelle, welche somit vom LCoS reflektiert wird, wurde lokal in

¹Der LCoS Lichtmodulator ist ohne Polarisationsfilter im Belichtungsaufbau untergebracht. Um eine deutliche Abgrenzung zu den LCoS-Displays mit Polarisationsfilter vorzunehmen, wird das LCoS Element im Folgenden als LCoS bezeichnet.

²Im Vergleich zu einem LCD bietet der LCoS den Vorteil des höheren Füllfaktors, da der elektrische Schaltkreis in der reflektierenden Silizium Schicht integriert ist. [37]

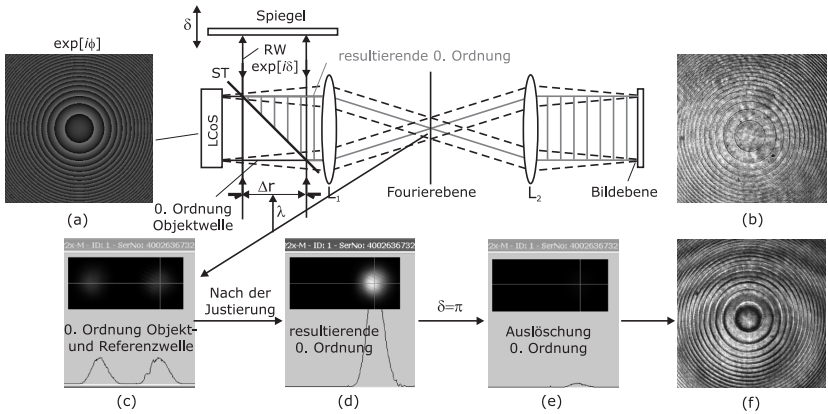


Bild 2.5: Überlagerung der synthetischen Objektwelle mit der Referenzwelle in einem on-axis Belichtungsaufbau: (a) Ansteuerung des LCoS mit einer ge-blaze-ten Fresnellinse, dargestellt mittels Grautonbild; (b) Intensitätsverteilung in der Bildebene ohne Überlagerung der Objektwelle mit der Referenzwelle; (c) Betrachtung der beiden 0. Ordnung von Objekt- und Referenzwelle in der Fourierebene; (d) resultierende 0. Ordnung durch Überlagerung der beiden 0. Ordnungen; (e) annähernde Auslöschung der resultierenden 0. Ordnung; (f) Intensitätsverteilung in der Bildebene bei Auslöschung der resultierenden 0. Ordnung.

ihrer Phase geändert und ist als Objektwelle zu verstehen. Der Vorteil dieses Aufbaus ist eine flexible Erzeugung beliebiger Objektwellen.

Bild 2.5 (a) zeigt, dass der LCoS mit einer ge-blaze-ten Fresnellinse angesteuert wird. Der maximale Phasenhub der ge-blaze-ten Struktur ist in diesem Fall $\lambda/2^1$. In Bild 2.5 (b) ist die Intensität in der Bildebene zu sehen, wenn kein Spiegel eine Referenzwelle zurück in den $4-f$ Aufbau schickt. Wie bei Phasenobjekten zu erwarten ist, gibt es keine Modulation der Intensität, die der Fresnellinse in Bild 2.5 (a) ähneln würde [65, 66]. Bild 2.5 (c) zeigt zwei 0. Ordnungen in der Fourierebene, die entstehen wenn die Referenzwelle durch den Spiegel leicht verkippt zurück reflektiert wird. Durch eine Justierung des Spiegels ist es möglich diese

¹Die Beschränkung des Phasenhubes auf $\lambda/2$ wird in Abschnitt 2.2 erklärt.

zwei Ordnungen zu überlagern (siehe Bild 2.5 (d)). Diese Überlagerung resultiert in eine neue 0. Ordnung, die in ihrer Phase und Amplitude beeinflusst wurde. Im Bild 2.5 ist diese resultierende 0. Ordnung rot dargestellt. Der Spiegel ist an einer piezoangetriebenen Verstelleinrichtung befestigt und kann in seiner axialen Richtung verschoben werden. Somit ist eine destruktive Interferenz von 0. Ordnung der Objektwelle mit der Referenzwelle möglich¹ (siehe Bild 2.5 (e)). Diese Auslöschung der 0. Ordnung führt dann zu dem Intensitätsmuster in Bild 2.5 (f), welches dem Intensitätsverlauf der Fresnellinse entspricht. Bei Platzierung eines photoresistbeschichteten Substrates in die Bildebene kann dieses Intensitätsmuster lithographisch aufgezeichnet werden.

Im Vergleich zum bisherigen Verfahren der Interferenzlithographie, bei dem das Interferenzmuster von zueinander geneigten Wellen zur Anwendung kommt (siehe Bild 2.1 und 2.2), wird im Versuchsaufbau von Bild 2.5 vorgeschlagen, dass Interferenzbild von parallel interferierenden Wellen für die Interferenzlithographie zu verwenden. Ausgehend von der Begriffsdefinition für die Interferenzmikroskopie nach Beyer (1974) stellt der vorgeschlagene Aufbau den Übergang vom Streifenverfahren zum Interferenzkontrast dar [68]. Dabei beruht das Streifenverfahren auf der Auswertung des Interferenzbildes einer Objektwelle zu einer geneigten Referenzwelle (siehe Bild 2.6 (a)). Inhomogenitäten innerhalb der Objektwelle werden bei dieser Methode durch eine Auslenkung des Interferenzstreifens deutlich. Im Gegensatz dazu, werden beim Interferenzkontrast die Inhomogenitäten in der Objektwelle in unterschiedliche Intensitäten umgewandelt. Der Kontrast bezüglich der Phasenänderung in der Objektwelle und dem Untergrund hängt dabei von dem Gangunterschied δ zwischen Objekt- und Referenzwelle ab. Somit zeigen Streifenmethode und Interferenzkontrast die Inhomogenitäten einer

¹Im Strahlengang, der zurück zur Lichtquelle führt, kommt es zur konstruktiven Interferenz von 0. Ordnung Objekt- und Referenzwelle. Diese Bedingung resultiert aus dem Energieerhaltungssatz [67, Seite 5].

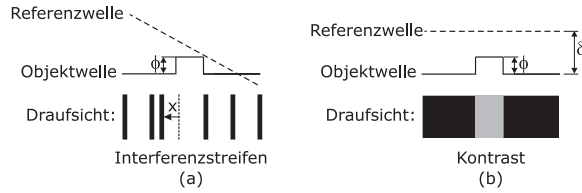


Bild 2.6: Interferenz von Objekt- und Referenzwelle beim: (a) Streifenverfahren und (b) Interferenzkontrast nach Beyer [68].

Objektwelle als Folge der Interferenz mit einer Referenzwelle, jedoch auf unterschiedliche Art und Weise. Beyer hat die Begriffe Streifenverfahren und Interferenzkontrast in die Interferenzmikroskopie eingeführt, um sich begrifflich klar von den Kontrastverfahren wie Dunkelfeld und Phasenkontrast abzugrenzen.

In den folgenden Abschnitten soll jedoch gezeigt werden, dass der auf dem Interferenzkontrast beruhende Aufbau in Bild 2.5 große Gemeinsamkeiten mit anderen Phasenkontrastverfahren hat. Bei der Darstellung des Interferenzkontrastes in Bild 2.6 (b) wird angenommen, dass die ebene Objektwelle nach Durchlaufen eines Phasenobjektes lediglich eine lokale Phasenverzögerung von ϕ aufgeprägt bekommt. In Bild 2.5 wird nun angenommen, dass die ebene Welle nach Durchlaufen des Phasenobjektes aus mehreren ebenen Wellen mit unterschiedlichen Richtungen besteht. Die Welle, welche die gleiche Richtung wie die einfallende Welle hat, wird als 0. Ordnung behandelt. Die anderen Wellen veranschaulichen die höheren Beugungsordnungen. Die beiden unterschiedlichen Darstellungen in Bild 2.6 (b) und Bild 2.5 sind nur ideale Vorstellungen, mit denen der Einfluss eines Phasenobjektes einfach visualisiert werden kann. Jedoch mit der neuen Betrachtungsweise zum Interferenzkontrast in Bild 2.5 kann ein Modell abgeleitet werden, um Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung zu beschreiben (siehe Kapitel 3). Aufgrund dieser Möglichkeit erhielt das in Bild 2.5 beschriebene Verfahren die

Bezeichnung interferometrisches Phasenkontrastverfahren. Der Begriff definiert somit die Methode, wie der Interferenzkontrast entsteht. Die Unterscheidung zwischen der Methode und dem Resultat ist notwendig, da der Begriff Interferenzkontrast für alle interferometrischen Verfahren genutzt wird, die einen Phasenkontrast mittels einer Objekt- und Referenzwelle erzeugen. Dazu werden zum Beispiel von Goldstein (1999) auch die Shearing Verfahren gezählt, bei denen die Referenzwelle eine zweite leicht versetzte Objektwelle ist [69].

2.2 Mathematische Analyse des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens

In diesem Abschnitt erfolgt die Ableitung der Intensität in der Bildebene für das interferometrische Phasenkontrastverfahren. Am Eingang des in Bild 2.5 gezeigten Aufbaus befindet sich eine Blende, die die Ausdehnung des Lichtbündels begrenzt. Diese Blende kann mit folgender Transmissionsfunktion mathematisch beschrieben werden [70, 71]:

$$\text{circ}\left(\frac{r}{\Delta r}\right) = \begin{cases} 1 & \sqrt{x^2 + y^2} \leq \Delta r \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3)$$

Des Weiteren lassen sich Objekt- und Referenzwelle über die komplexe Amplitudentransmission darstellen [70, 65]:

$$\text{Objektwelle:} \quad T_O = A_1 \exp[i\phi(x, y)] \quad (4)$$

$$\text{Referenzwelle:} \quad T_R = A_2 \exp[i\delta] \quad (5)$$

Im Einzelnen beschreibt dabei $\phi(x, y)$ den ortsabhängigen Phasenhub verursacht durch das Objekt, δ den Gangunterschied zwischen Objekt- bzw. Referenzwelle und A_1 und A_2 sind die dazugehörigen Amplituden.

Die Interferenz von Objekt- und Referenzwelle ergibt sich dann zu:

$$U(x, y) = \text{circ} \left(\frac{r}{\Delta r} \right) (A_1 \exp [i\phi(x, y)] + A_2 \exp [i\delta]) \quad (6)$$

Für eine Vereinfachung der weiteren Berechnung wird die Amplitude der Referenzwelle auf A_1 normiert. Gleichung (6) kann dann folgendermaßen geschrieben werden:

$$\begin{aligned} U(x, y) &= \text{circ} \left(\frac{r}{\Delta r} \right) \left(\frac{A_1}{A_1} \exp [i\phi(x, y)] + \frac{A_2}{A_1} \exp [i\delta] \right) \\ &= \text{circ} \left(\frac{r}{\Delta r} \right) (\exp [i\phi(x, y)] + A \exp [i\delta]) \end{aligned} \quad (7)$$

Die variable A beschreibt nun das Amplitudenverhältnis von Referenzwelle zur Objektwelle. Die Intensität in der Bildebene errechnet sich über das Betragsquadrat von $U(x, y)$ wie folgt:

$$\begin{aligned} I(x', y') &= |U(x', y')|^2 \\ &= U(x', y') \cdot U^*(x', y') \\ &= \text{circ} \left(\frac{r'}{\Delta r} \right)^2 (1 + A \exp [i\phi(x', y')] \exp [-i\delta] \\ &\quad + A \exp [-i\phi(x', y')] \exp [i\delta] + A^2) \\ &= \text{circ} \left(\frac{r'}{\Delta r} \right)^2 (1 + A^2 + A [\cos \phi(x', y') + i \sin \phi(x', y')] \\ &\quad \times [\cos \delta - i \sin \delta] + A [\cos \phi(x', y') - i \sin \phi(x', y')] \\ &\quad \times [\cos \delta + i \sin \delta]) \\ &= \text{circ} \left(\frac{r'}{\Delta r} \right)^2 (1 + A^2 + 2A \cos [\phi(x', y') - \delta]) \end{aligned} \quad (8)$$

Mit Gleichung (8) wird deutlich, dass die Intensität in der Bildebene von drei unterschiedlichen Variablen abhängig ist. In Bild 2.7 (a) ist die Intensität in Abhängigkeit von dem Phasenhub für $A = 1$ dargestellt. Es

wird in dem Diagramm deutlich, dass je nach Gangunterschied δ zwischen Objekt- und Referenzwelle, der Kontrast *durchgeschoben* wird. Um die Intensitätskurven von Bild 2.7 (a) besser zu verstehen, ist im Bild 2.8 dazu ein Experiment dargestellt. Bild 2.8 zeigt das resultierende

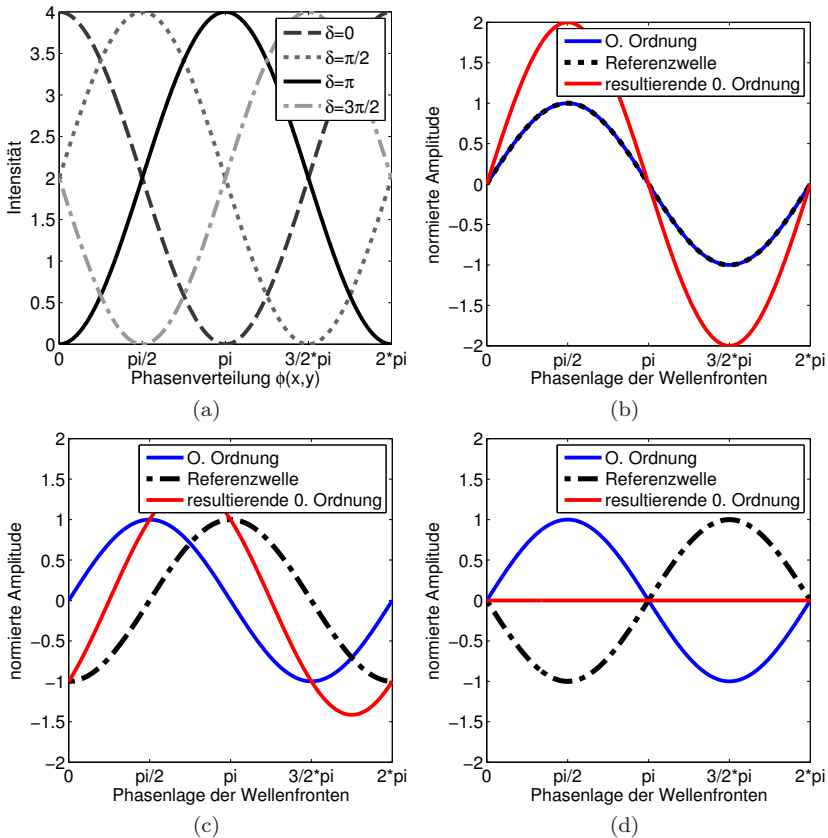


Bild 2.7: Graphische Analyse des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens: (a) Phasenhub ϕ zu Intensitätsabbildung für $A = 1$; die Graphen in (b), (c) und (d) zeigen die resultierende 0. Ordnung für verschiedene Gangunterschiede δ zwischen Objekt- und Referenzwelle.

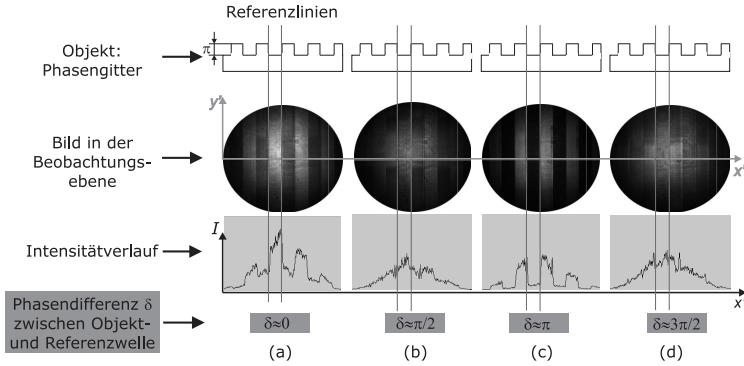


Bild 2.8: Abbildung eines Phasengitters (Phasenstufe $\phi = \pi$) im interferometrischen Phasenkontrastverfahren (Erläuterung siehe Text).

Kontrastbild, wenn der LCoS in dem Belichtungsaufbau von Bild 2.5 mit einem Phasengitter angesteuert wird. Das Phasengitter hat eine Phasenstufe von π um die Doppeldeutigkeit der Intensitätsabbildung bei Phasenstufen $\phi > \pi$ zu vermeiden (siehe Bild 2.7). Deshalb wurde die Fresnellinse von Bild 2.5 (a) ebenfalls mit einer maximalen Phasenstufe von π angesteuert. Des Weiteren zeigt Bild 2.8 das Schnittbild für den Intensitätsverlauf des abgebildeten Gitters. Da für dieses Experiment ein gering aufgeweiteter Laserstrahl verwendet wurde, wird in diesen Schnittverläufen die Gaußverteilung des Laserprofils deutlich. Trotzdem sind die Unterschiede im Kontrast bei den verschiedenen Gangunterschieden δ erkennbar. So ist deutlich ersichtlich, dass der Kontrast im Bild 2.8 (a) invers zu dem Kontrast von Bild 2.8 (c) ist. Dies bestätigen die Verläufe im Graph von Bild 2.7 (a). Für die Fälle $\delta = \pi/2$ und $\delta = 3 \cdot \pi/2$ wird deutlich, dass das Phasengitter nicht kontrastreich abgebildet wird. Dies Verhalten war zu erwarten, da beim Betrachten von Bild 2.7 (a) ersichtlich wird, dass bei diesen beiden Fällen die Intensität für $\phi = 0$ gleich der Intensität für $\phi = \pi$ ist. Jedoch fällt bei den Schnittbildern von Bild 2.8 auf, dass die Größe der maximalen Intensität

insgesamt stark variiert. Um diesen Effekt zu erklären, dienen die Graphen in den Bilder 2.7 (a)-(b). Bei diesen Graphen wird die 0. Ordnung der Objektwelle und die Referenzwelle als Sinuswelle dargestellt. Diese Darstellung resultiert aus der Betrachtung der 0. Ordnung als ebene Welle, die sich in die gleiche Richtung wie die Referenzwelle ausbreitet. Diese beiden Wellen interferieren und erzeugen in Abhängigkeit ihrer Phasenbeziehung zueinander eine resultierende 0. Ordnung mit neuer Phasenlage und Amplitude. Ist zum Beispiel der Gangunterschied zwischen 0. Ordnung der Objektwelle und der Referenzwelle $\delta = 0$, so kommt es zur Verstärkung der resultierenden 0. Ordnung. Im Gegensatz dazu wird bei einem Gangunterschied von $\delta = \pi$ die resultierende 0. Ordnung ausgelöscht. Da die 0. Ordnung die Hintergrundbeleuchtung eines Objektes verkörpert, ist die Gesamtintensität von Bild 2.8 (c) geringer als die Gesamtintensität von Bild 2.8 (a). Jedoch ist der Kontrast zwischen I_{\min} und I_{\max} bei beiden Gangunterschieden δ gleich.

2.3 Bewertung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens

Um die Vor- und Nachteile des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens zu evaluieren, soll es in diesem Abschnitt mit den, auf Fourierfilterung basierenden, Phasenkontrastverfahren verglichen werden. Phasenkontrastverfahren mittels Fourierfilterung gehören zu der Gruppe der *Common Path Interferometer*. Der Vorteil dieser Interferometer ist, dass Objekt- und Referenzwelle den gleichen bzw. einen räumlich eng benachbarten Weg zurücklegen [72–74]. Somit durchlaufen die Objekt- und Referenzwelle die gleichen optischen Bauteile und werden den gleichen mechanischen Erschütterungen und Temperatureinflüssen ausgesetzt. Dadurch wird das Interferenzbild nicht durch diese Einflüsse verfälscht und die Wellenfrontdeformation der Objektwelle kann mit höherer Genauigkeit ermittelt werden. Des Weiteren kann bei der Common

Path Interferometry, Licht mit geringer zeitlicher Kohärenz verwendet werden, wenn der Gangunterschied δ zwischen Objekt- und Referenzwelle im Bereich der Wellenlänge liegt.

Die oben genannten Vorteile der Common Path Interferometry sind beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren nicht gegeben, da es zur räumlichen Trennung zwischen Objekt- und Referenzwelle kommt. Jedoch hat das interferometrische Phasenkontrastverfahren einen anderen Vorzug im Vergleich zu den Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung. Um diesen Vorzug darzustellen dient das Bild 2.9. In diesem Bild wird das zentrale Problem bei der Fourierfilterung nach Glückstad und Morgensen gezeigt [75]. In Bild 2.9 (a) ist der gleiche Grundaufbau wie im interferometrischen Phasenkontrastverfahren von Bild 2.5 zu sehen. Jedoch entfällt der Spiegel, der die Referenzwelle erzeugt. Die 0. Ordnung der Objektwelle wird nun mittels Filter in ihrer Phase und Amplitude beeinflusst. Im Sprachgebrauch der Phasenkontrastver-

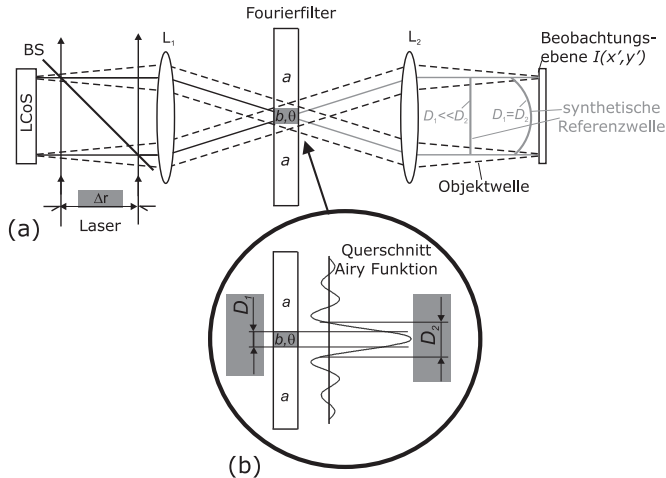


Bild 2.9: Phasenkontrastverfahren mittels Fourierfilterung nach Glückstad und Morgensen [75].

fahren wird die beeinflusste 0. Ordnung als synthetische Referenzwelle bezeichnet [65, 75, 76]. Die synthetische Referenzwelle interferiert mit den höheren Beugungsordnungen in der Bildebene und erzeugt ein Phasenkontrastbild. Im idealen Fall soll nur die 0. Ordnung mittels Filter beeinflusst werden. Wie aber in Bild 2.9 (b) deutlich wird, ist die 0. Ordnung kein unendlich kleiner Punkt. Vielmehr hat die 0. Ordnung eine Intensitätsverteilung, die im Falle einer kreisförmigen Blende, der Airy-Funktion entspricht [77]. Aufgrund dieser Intensitätsverteilung ist es nicht möglich die 0. Ordnung ideal zu beeinflussen, da nur ein bestimmter Bereich D_1 für die Filterung gewählt wird. Ist $D_1 \ll D_2$, dann wirkt der Filter wie ein Pinhole, welches eine ideale Kugelwelle als synthetische Referenzwelle generiert. Diese ideale Kugelwelle wird nach Durchlaufen der Linse L_2 eine ideale ebene Welle. Ein Nachteil hierbei ist die geringe Intensität der synthetischen Referenzwelle, da nur ein geringer Teil der 0. Ordnung gefiltert wird. Wird jedoch der Filterdurchmesser mit $D_1 = D_2$ gewählt, so besitzt zwar die synthetische Referenzwelle eine höhere Intensität, aber die synthetische Referenzwelle hat nach Durchlaufen der Linse L_2 eine gekrümmte Form. Durch diese gekrümmte Form stimmen dann die Phasenbeziehungen über die gesamte synthetische Referenzwelle nicht überein, sodass der resultierende Kontrast in der Bildebene verfälscht wird. Des Weiteren ist bei der Wahl des Durchmesser D_1 zu beachten, dass nicht die höheren Ordnungen mitgefiltert werden¹. Hierbei gilt es den richtigen Kompromiss für D_1 zu finden.

Das interferometrische Phasenkontrastverfahren hingegen beeinflusst die 0. Ordnung der Objektwelle mit einer externen Referenzwelle. Die Interferenz der beiden Wellen führt zur einer resultierenden 0. Ordnung, die in Phase und Amplitude moduliert ist. Da beide Wellen durch die selbe

¹Die gleichzeitige Beeinflussung der 0. Ordnung sowie ein Teil der höheren Beugungsordnungen führt zu dem so genannten Halo-Effekt, z.b. bei der Betrachtung von Zellen unter dem Mikroskop [78].

Kreisblende in ihrem Durchmesser begrenzt werden, kann die 0. Ordnung der Objektwelle ideal mit der Referenzwelle überlagert werden. Im Vergleich zum Fourierfilter, wird beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren die 0. Ordnung ideal beeinflusst. Einen Einfluss auf höhere Beugungsordnungen gibt es durch die Interferenz von 0. Ordnung der Objektwelle mit der Referenzwelle nicht. Das aufwendige Design und die Herstellung eines Filters ist ebenfalls nicht notwendig.

Zu erwähnen sei in diesem Abschnitt noch ein Vergleich mit dem Interferenzmikroskop nach Linnik oder dem Twyman Green Interferometer. Beide Interferometer, sowie der in Bild 2.5 vorgestellte interferometrische Phasenkontrast, beruhen auf dem Michelson-Prinzip [68, 72]. Üblicherweise werden große Objekte mit dem Twyman Green Interferometer und kleine Objekte mit dem Interferenzmikroskop vermessen. Dazu wird das Interferenzbild der Objekt- und Referenzwelle mit einer Kamera aufgenommen. Anschließend kann entweder ein Interferenzbild mittels Streifen Skelettierung (*Fringe Skeletonizing*), oder mehrere Interferenzbilder mittels phasenschiebenden Interferometrie (*Phase Shifting Interferometry*) ausgewertet werden [79]. Bei Anwendung der Methode der Fringe Skeletonizing sind Interferenzstreifen im Interferenzbild notwendig, um die Phase der Objektwelle zu entschlüsseln. Bei der Phase Shifting Interferometry kann auch die Phase der Objektwelle entschlüsselt werden, ohne das Interferenzstreifen im Interferenzbild zu sehen sind. Jedoch müssen mehrere Interferenzbilder bei einem definierten Gangunterschied δ aufgenommen werden. Somit hängt es von der Art der Auswertung ab, ob die nach Beyer benannte Streifenmethode oder der Interferenzkontrast für die Messung angewendet werden kann. Eine Berechnung der Phasenverteilung aus der Intensitätsverteilung, wie sie beim interferometrischen oder bei den auf Fourierfilterung basierenden Phasenkontrastverfahren entsteht, findet bei der Vermessung von Phasenobjekten nicht statt. Die Ursache hierfür liegt bei der Interpretation der Ergebnisse, da die gemessene Intensität in Abhängigkeit vom ver-

wendeten photometrischen Empfänger variieren kann [72]. Aufgrund der unterschiedlichen Anwendung von Interferometern nach dem Michelson-Prinzip (Berechnung von Phasenobjekten) und dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren (Visualisieren von Phasenobjekten), wird in der vorliegenden Arbeit für diese Interferometer getrennte Bezeichnungen verwendet.

Im folgenden Kapitel wird zunächst das Modell abgeleitet, mit dem auf Fourierfilterung beruhende Phasenkontrastverfahren berechnet werden können. Die Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens als neue Form der Interferenzlithographie wird ab Kapitel 4 gezeigt.

3 Analytisches Modell zur Bewertung von Phasenkontrastverfahren

Seit Veröffentlichung des Phasenkontrastverfahrens nach Zernike sind viele Modelle entwickelt worden, um Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung zu beschreiben [72, 78, 80–89]. Die meisten Modelle beschreiben das ideale Phasenkontrastverfahren, bei dem die 0. Ordnung exakt getrennt von den höheren Beugungsordnungen in Amplitude und Phase moduliert werden kann¹. Im Folgenden Abschnitt werden zwei weitere Modelle vorgestellt, die den Zusammenhang zwischen dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren und dem Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung untermauern sollen. Dass die Interferenz- und Phasenkontrastmikroskopie nicht als getrennte Wissenschaftsgebiete behandelt werden sollten, wurde auch schon von Krug et. al im Jahre 1961 kritisch bemerkt [90, Seite 14]. Da das interferometrische Phasenkontrastverfahren die 0. Ordnung ideal beeinflusst, sind die folgenden Modelle nur auf ideale Phasenkontrastverfahren übertragbar.

3.1 Ableitung des Modells aus dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren

In diesem Abschnitt wird ein graphisches Modell aus dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren abgeleitet, mit dem sich beliebige Phasenkontrastverfahren auswerten lassen. In Bild 3.1 (a) ist dazu nochmal der Fall dargestellt, wenn die 0. Ordnung der Objektwelle und die Referenzwelle im interferometrischen Phasenkontrastverfahren mit einem Gangunterschied von $\delta = \pi/2$ überlagern. Im Vergleich zur Anfangsphase der 0. Ordnung, ist die Phase der resultierenden 0. Ordnung

¹Verschiedene Autoren bezeichnen das ideale Phasenkontrastverfahren auch als strenges Phasenkontrastverfahren (vgl. [78, 85]).

um $+\pi/4$ verschoben worden. Die Amplitude der resultierenden 0. Ordnung entspricht jetzt $A = \sqrt{2}$ und nicht mehr $A = 1$. Dies bedeutet, dass die Amplitude der 0. Ordnung verstärkt wird. Bei den Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung ist ein solcher Fall zwar praktisch nicht möglich, aber zur Ableitung des Modells ist diese Verstärkung kein Problem. In Bild 3.1 (b) sind die 0. Ordnung der Objektwelle und die Referenzwelle in ein Zeigerdiagramm übertragen worden [91]. Die resultierende 0. Ordnung kann nun mittels Vektorenaddition im Zeigerdiagramm ermittelt werden (siehe Bild 3.1 (c)). Die Phase der resultierenden 0. Ordnung aus dem Zeigerdiagramm stimmt mit der ermittelten Phase aus Bild 3.1 (a) überein. Auch die selbe Amplitude von $A = \sqrt{2}$ kann gemessen oder folgendermaßen errechnet werden:

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{1^2 + 1^2} \\ &= \sqrt{2} \end{aligned} \tag{9}$$

Wie in Bild 3.1 (c) deutlich geworden ist, kann die resultierende 0. Ordnung aus der Vektoraddition ermittelt werden. Somit kann im Umkehrschluss die Referenzwelle bestimmt werden, wenn die 0. Ordnung der Objektwelle sowie die resultierende 0. Ordnung bekannt sind. In Bild 3.2 (a) ist dazu das Phasenkontrastverfahren nach Zernike im Zeigerdiagramm dargestellt, bei dem die Phase der resultierenden 0. Ordnung mittels Phasenplatte um $-\pi/2$ verzögert wird. Bild 3.2 (b) zeigt im Anschluss, wie sich unter Anwendung der Vektorenaddition die notwendige Referenzwelle zum Erzeugen der resultierenden 0. Ordnung ergibt. Aus dem Zeigerdiagramm kann nun die Phase und Amplitude der Referenzwelle abgelesen werden. Wird im interferometrischen Phasenkontrastverfahren die ermittelte Referenzwelle mit der 0. Ordnung der Objektwelle überlagert, dann ergibt sich eine resultierende 0. Ordnung, die um $-\pi/2$ verschoben ist (siehe Bild 3.2 (c)). Da jetzt die Phase und die Amplitude der Referenzwelle bekannt sind, kann mittels Gleichung

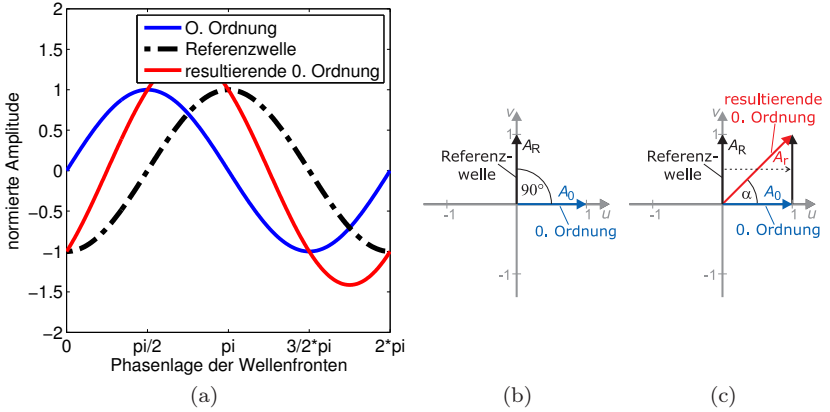


Bild 3.1: Ableitung des graphischen Modells zur Bewertung von Phasenkontrastverfahren: (a) graphische Darstellung der Überlagerung von 0. Ordnung der Objektwelle mit der Referenzwelle; (b) Zeigerdiagramm mit 0. Ordnung der Objektwelle und Referenzwelle; (c) resultierende 0. Beugungsordnung aus der Vektoraddition von 0. Ordnung Objektwelle mit Referenzwelle.

chung (8) die Intensität bei dem Phasenkontrastverfahren nach Zernike berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 I(x', y') &= 1 + \left(\sqrt{2}\right)^2 + 2\sqrt{2} \cos[\phi(x', y') - 225] \\
 &= 3 + 2^{3/2} \cdot \cos[\phi(x', y') - 225]
 \end{aligned} \tag{10}$$

In Bild 3.3 (a) ist der Verlauf der Intensität in Abhängigkeit von der Phasenstufe ϕ des Phasenobjektes dargestellt. Zum Vergleich dazu, wird in Bild 3.3 (b) die errechnete Intensitätskurve, der Intensitätskurve nach dem Modell von Barer (1952), Beyer (1965) und Malacara (1992) gegenübergestellt [87, 78, 72]. Diese Autoren haben zwar verschiedene Modelle für das Ableiten der Intensitätskurve entwickelt, jedoch kommen sie alle zur selben Intensitätsgleichung:

$$I(x', y') = 3 - 2(\cos \phi[x', y'] + \sin \phi[x', y']) \tag{11}$$

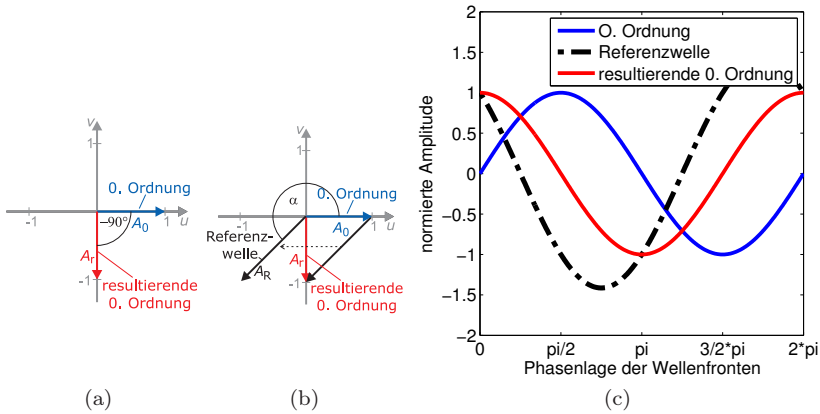


Bild 3.2: Graphisches Modell zur Bewertung von Phasenkontrastverfahren (Erläuterung siehe Text).

In Bild 3.3 (a) und Bild 3.3 (b) wird deutlich, dass die Intensitätskurven der unterschiedlichen Modelle übereinstimmen. Somit kann auch

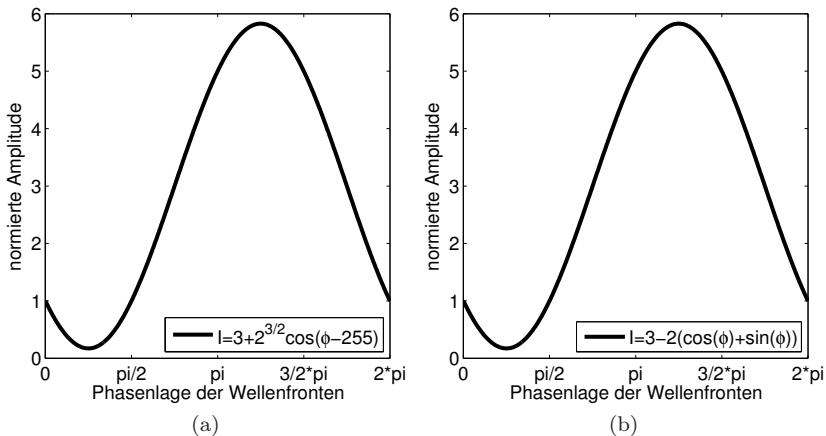


Bild 3.3: Graphische Darstellung der Intensität in Abhängigkeit von der Phasehöhe ϕ (a) Intensitätskurve nach dem Modell vom interferometrischen Phasenkontrastverfahren, (b) Intensitätskurve nach Barer, Beyer und Malacara [87, 78, 72].

das interferometrische Phasenkontrastverfahren in die Gruppe der auf Fourierfilterung basierenden Phasenkontrastverfahren eingeordnet werden.

Zum Ende dieses Abschnittes ist noch zu erwähnen, dass die Analyse der auf Fourierfilterung basierenden Phasenkontrastverfahren mittels Interferenz von 2 Wellen schon von anderen Autoren beschrieben worden ist [86, 88, 72]. Jedoch wird bei diesen Verfahren die 0. Ordnung nicht explizit mit einer Referenzwelle überlagert.

3.2 Ableitung einer Intensitätsgleichung für Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung der 0. Beugungsordnung

Das in Abschnitt 3.1 entwickelte Modell ist zwar sehr anschaulich, jedoch etwas aufwendig. Bei dem Modell ist die Amplitude und Phase der Referenzwelle graphisch zu ermitteln, bevor diese Daten in die Intensitätsgleichung eingesetzt werden können. In diesem Abschnitt soll daher eine Gleichung abgeleitet werden, in der die Amplituden- und Phasenänderung der 0. Ordnung direkt berücksichtigt wird. Als Ansatz dazu dient die Beschreibung der Objektwelle mittels Taylorreihe:

$$\exp[i\phi(x', y')] = 1 + i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 - \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 + \dots \quad (12)$$

Die mathematische Analyse von Phasenkontrastverfahren mittels Taylorreihe wird unter anderem von Goodman, Stöfel und Lauterborn et al. beschrieben [92, 70, 93]. Jedoch beschränken die genannten Autoren die Berechnung mittels Taylorreihe auf Phasenobjekte mit geringer Phasenhöhe ($\phi < \pi/3$). Unter dieser Bedingung kann die Beschreibung der Objektwelle über die Taylorreihe nach der ersten Ordnung abgebrochen werden. Die Beschreibung der Objektwelle vereinfacht sich dann

wie folgt [75]:

$$\exp[i\phi(x', y')] \approx 1 + i\phi \quad (13)$$

Je nach Typ des Phasenkontrastverfahrens kann mit Gleichung (13) die Intensität für Phasenobjekte mit Phasenhöhe $\phi < \pi/3$ berechnet werden. In diesem Abschnitt soll nun gezeigt werden, dass auch ohne eine Beschränkung auf kleine Phasenhöhen eine mathematische Analyse der Phasenkontrastverfahren mittels Taylorreihe möglich ist. Um den Zusammenhang zwischen dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren mit den anderen Phasenkontrastverfahren aufrecht zu erhalten, wird im folgenden Abschnitt 3.2.1 zuerst die Ableitung des Modells aus der Taylorreihe mittels Referenzwelle erörtert. Im Abschnitt 3.2.2 werden die gewonnenen Erkenntnisse genutzt, um eine verallgemeinerte Ableitung ohne Referenzwelle zu zeigen.

3.2.1 Berechnung der Intensitätsgleichung aus der Taylorreihe für einen bestimmten Fall des interferometrischen Phasenkontrastes

Bei der Beschreibung der Objektwelle mittels Taylorreihe wird die 0. Ordnung der Objektwelle durch den konstanten Term in der Reihe dargestellt [75]. In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass anhand einer Modifikation des ersten Terms, eine Analyse der Phasenkontrastverfahren mathematisch möglich ist. Als einfaches Beispiel soll in diesem Abschnitt, der Fall der Amplitudenverstärkung der 0. Ordnung beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren herangezogen werden. In Bild 3.4 (a) ist dazu die konstruktive Interferenz zwischen 0. Ordnung der Objektwelle und der Referenzwelle dargestellt. Die Amplitude der Referenzwelle wird hierbei durch den variablen Term V beschrieben. Bild 3.4 (b) zeigt die 0. Ordnung der Objektwelle und die Referenzwelle im Zeigerdiagramm.

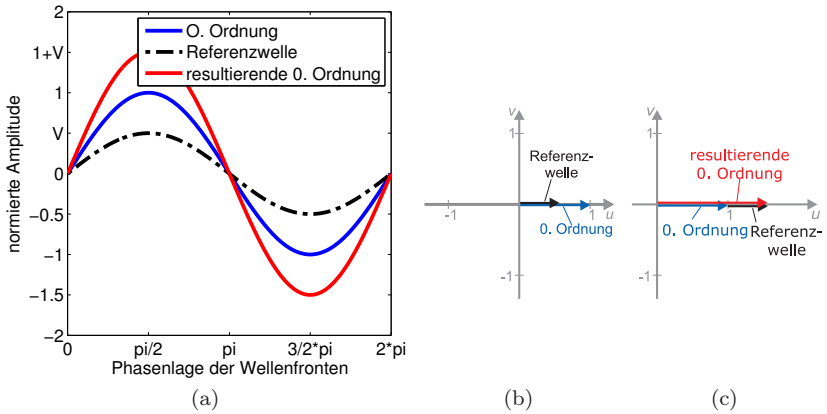


Bild 3.4: Verstärkung der Amplitude der 0. Beugungsordnung: (a) konstruktive Interferenz zwischen 0. Ordnung der Objektwelle mit einer Referenzwelle; (b) und (c) Darstellung von (a) im Zeigerdiagramm.

Durch Vektoraddition der beiden Zeiger lässt sich die Phase und Amplitude der resultierenden 0. Ordnung ermitteln (siehe Bild 3.4 (c)). Die Phase der resultierenden 0. Ordnung ist genau wie die Phase der Referenz- und Objektwelle gleich Null. Die resultierende Amplitude A_{res} dagegen ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} A_{\text{res}} &= A_O + A_R \\ &= 1 + V \end{aligned} \quad (14)$$

Wird nun diese Amplitude V der 0. Ordnung bei diesem Fall des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens auf die Taylorreihe übertragen, dann ergibt sich folgende Reihe:

$$\exp[i\phi(x', y')] + V = 1 + V + i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 - \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 + \dots \quad (15)$$

Gleichung (15) zeigt, wie die Amplitude V auf den konstanten Term

addiert wird. Die 0. Ordnung der Objektwelle wird also um den Betrag V verstärkt. Die Intensitätsverteilung in der beeinflussten Objektwelle kann dann über das Betragsquadrat berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 I &= \left| 1 + V + i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 - \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 + \dots \right|^2 \\
 &= \left(1 + V + i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 - \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 + \dots \right) \\
 &\quad \times \left(1 + V - i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 + \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 - \dots \right) \\
 &= 1 + V - i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 + \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 - \dots \\
 &\quad + \left(+V + V^2 + Vi\phi - \frac{1}{2}V\phi^2 - \frac{1}{6}Vi\phi^3 + \frac{1}{24}V\phi^4 + \dots \right) \\
 &\quad + \left(+i\phi + Vi\phi + \phi^2 - \frac{1}{2}i\phi^3 - \frac{1}{6}\phi^4 + \dots \right) \\
 &\quad + \left(-\frac{1}{2}\phi^2 + \frac{1}{2}V\phi^2 + \frac{1}{2}i\phi^3 + \frac{1}{4}\phi^4 - \dots \right) \\
 &\quad + \left(-\frac{1}{6}i\phi^3 - \frac{1}{6}Vi\phi^3 - \frac{1}{6}\phi^4 + \dots \right) \\
 &\quad + \left(+\frac{1}{24}\phi^4 + \frac{1}{24}V\phi^4 - \dots \right) \\
 &\quad + \left(+ \dots \right) \\
 &= 1 + V^2 + 2V - V\phi^2 + \frac{1}{12}V\phi^4 + \dots \\
 &= 1 + V^2 + V(2 - \phi^2 + \frac{1}{12}\phi^4 + \dots) \tag{16}
 \end{aligned}$$

Das Ergebnis in Gleichung (16) ergibt wieder eine Reihe, die sich mit folgender Beziehung [91]

$$\cos x = 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} - \frac{x^6}{6!} + \dots$$

$$2 \cos x = 2 - x^2 + \frac{x^4}{12} - \frac{x^6}{360} + \dots \quad (17)$$

noch weiter vereinfachen lässt

$$\begin{aligned} I &= 1 + V^2 + V(2 \cos \phi) \\ &= 1 + V^2 + 2V \cos \phi \end{aligned} \quad (18)$$

Mit einer Verstärkung der 0. Ordnung um $V = 1$ wird Gleichung (18) zu:

$$I = 2 + 2 \cos \phi \quad (19)$$

Der Zusammenhang zwischen ϕ und I in Gleichung (19) ergibt sich auch mit Gleichung (8) beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren. Für den beschriebenen Fall der konstruktiven Interferenz in Bild 3.4 (a) ergibt sich mit $V = 1$ ein Amplitudenverhältnis von $A = 1$ und ein Gangunterschied von $\delta = 0$:

$$\begin{aligned} I(x', y') &= 1 + 1^2 + 2 \cdot 1 \cos[\phi(x', y') - 0] \\ &= 2 + 2 \cos \phi \end{aligned} \quad (20)$$

Somit konnte mit diesem einfachen Beispiel gezeigt werden, dass die Taylorreihe ein nützliches Instrument ist, um das Phasenkontrastverfahren zu beschreiben. Im nächsten Abschnitt soll eine allgemeine Gleichung für Phasenkontrastverfahren mit Filterung der 0. Ordnung hergeleitet werden.

3.2.2 Berechnung der Intensitätsgleichung aus der Taylorreihe für den allgemeinen Fall der Phasen- und Amplitudenänderung der 0. Ordnung

In Bild 3.5 (a) ist ein optischer Aufbau zum Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilter dargestellt. Die 0. Ordnung wird bei dieser Anordnung in Phase und Amplitude durch den Filter moduliert. Die Änderung der Phase und die Schwächung der Amplitude ist mittels den Variablen θ und b gekennzeichnet¹. In Bild 3.5 (b) wird die Modulation der 0. Ordnung im Zeigerdiagramm für komplexe Zahlen verdeutlicht.

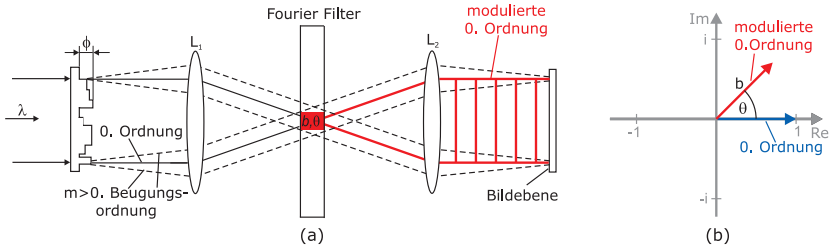


Bild 3.5: Phasenkontrastverfahren mittels Fourierfilter: (a) Skizze zum optischen Aufbau, (b) Darstellung der Modulation der 0. Ordnung im Zeigerdiagramm.

Wie bereits im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, kann die Modulation der 0. Ordnung über eine Modulation des konstanten Terms in der Taylorreihe nachvollzogen werden. Für die Herleitung einer allgemeinen Intensitätsgleichung soll nun der Eingriff in Phase und Amplitude der 0. Ordnung über den rotierenden Zeiger in Bild 3.5 (b) erklärt werden. Mit Hilfe der trigonometrischen Form kann der rotierende Zeiger mathematisch beschrieben werden:

$$b(\cos \theta + i \sin \theta). \quad (21)$$

¹Die Bezeichnung der Variablen wurde von Glückstad and Mogensen übernommen [75].

Der Term $b \in [0; 1]$ beschreibt die Schwächung der 0. Ordnung durch den Filter. Bei $b = 1$ liegt eine volle Transmission und bei $b = 0$ keine Transmission der 0. Ordnung vor. Eine Verstärkung der 0. Ordnung wie bei interferometrischen Phasenkontrastverfahren ist hier nicht möglich. Der Term $\theta \in [0; 2\pi]$ beschreibt die Phasenverzögerung der 0. Ordnung durch den Filter. Die Objektwelle in der Bildebene O_{Bild} kann mittels Gleichung (21) und der Taylorreihe nun folgendermaßen dargestellt werden:

$$O_{\text{Bild}} = 1 \cdot b(\cos \theta + i \sin \theta) + i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 - \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 + \dots \quad (22)$$

Die Intensität der Objektwelle in der Bildebene O_{Bild} ergibt sich über das Betragsquadrat:

$$\begin{aligned} I &= \left| b \cos \theta + bi \sin \theta + i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 - \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 + \dots \right|^2 \\ &= \left(b \cos \theta + bi \sin \theta + i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 - \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 + \dots \right) \\ &\quad \times \left(b \cos \theta - bi \sin \theta - i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 + \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 + \dots \right) \\ &= \left(b^2 \cos^2 \theta - b^2 i \cos \theta \sin \theta - b \cos \theta i\phi - \frac{1}{2}b \cos \theta \phi^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6}b \cos \theta i\phi^3 + \frac{1}{24}b \cos \theta \phi^4 - \dots \right) \\ &\quad + \left(b^2 \cos \theta i \sin \theta + b^2 \sin^2 \theta + b \sin \theta \phi - \frac{1}{2}bi \sin \theta \phi^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{6}b \sin \theta \phi^3 + \frac{1}{24}bi \sin \theta \phi^4 + \dots \right) \\ &\quad + \left(+b \cos \theta i\phi + b \sin \theta \phi + \phi^2 - \frac{1}{2}i\phi^3 - \frac{1}{6}\phi^4 + \dots \right) \\ &\quad + \left(-\frac{1}{2}b \cos \theta \phi^2 + \frac{1}{2}bi \sin \theta \phi^2 + \frac{1}{2}i\phi^3 + \frac{1}{4}\phi^4 - \dots \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left(-\frac{1}{6}b \cos \theta \phi^3 - \frac{1}{6}b \sin \theta \phi^3 - \frac{1}{6}\phi^4 + \dots \right) \\
& + \left(+\frac{1}{24}b \cos \theta \phi^4 - \frac{1}{24}b i \sin \theta \phi^4 - \dots \right) \\
& + \left(+ \dots \right) \\
& = b^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta + 2b \sin \theta \phi - b \cos \theta \phi^2 + \phi^2 - \frac{1}{3}b \sin \theta \phi^3 \\
& \quad + \frac{1}{12}b \cos \theta \phi^4 - \frac{1}{12}\phi^4 \dots \\
& = 1 \cdot b^2 + 2b \sin \theta \left(\phi - \frac{1}{6}\phi^3 \dots \right) - b \cos \theta \left(\phi^2 - \frac{1}{12}\phi^4 \dots \right) \\
& \quad + \left(\phi^2 - \frac{1}{12}\phi^4 \dots \right) \tag{23}
\end{aligned}$$

Das Ergebnis der Gleichung (23) beinhaltet mehrere Reihen, die sich mit Gleichung (17) und der folgenden Beziehung [91]

$$\sin x = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \frac{x^7}{7!} + \dots \tag{24}$$

noch weiter vereinfachen lassen

$$\begin{aligned}
I & = b^2 + 2b \sin \theta (\sin \phi) - b \cos \theta (2 - 2 \cos \phi) + (2 - 2 \cos \phi) \\
& = 2 + b^2 - 2 \cos \phi + 2b [\cos (\phi - \theta) - \cos \theta] \tag{25}
\end{aligned}$$

Das Verhalten von Phasenkontrastverfahren, die nur die 0. Ordnung modulieren, kann mit Gleichung (25) beurteilt werden. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass Beyer eine identische Gleichung abgeleitet hat [78, Seite 61]. Sein Ansatz erfolgte jedoch über eine Vektordarstellung von Objekt und Bild. Unter Anwendung der Vektorrechnung kommt Beyer auf das selbe Ergebnis wie in Gleichung (25). Im Folgenden wird mittels Gleichung (25) untersucht, wie sich eine Abschwächung der 0. Ordnung auf die Intensität im Bild auswirkt. Anschließend wird die Abhängigkeit

der Intensität von der Phasenverzögerung der 0. Ordnung analysiert.

Abschwächung der 0. Ordnung Wird mit Hilfe des Fourierfilters in Bild 3.5 (a) nur die Amplitude der 0. Ordnung geschwächt, so vereinfacht sich Gleichung (25) zu:

$$\begin{aligned}
 I &= 2 + b^2 - 2 \cos \phi + 2b [\cos (\phi - 0) - \cos(0)] \\
 &= 2 + b^2 - 2 \cos \phi + 2b \cos \phi - 2b \\
 &= b^2 + (1 - b)(2 - 2 \cos \phi)
 \end{aligned} \tag{26}$$

In Bild 3.6 (a) ist die Abhängigkeit von Phasenhöhe ϕ zur Intensität für verschiedene Werte von b dargestellt. Mit Bild 3.6 (a) wird deutlich, dass bei vollständiger Transmission ($b = 1$) es zu keinem Phasenkontrast im Bild kommt. Im Gegensatz dazu ist der beste Kontrast gegeben, wenn $b = 0$ ist. Der Wert $b = 0$ bedeutet vollständige Absorption der 0. Ordnung durch den Filter. Dieser Fall ist auch bekannt als das Dunkelfeldverfahren. Durch Einsetzen von $b = 0$ in Gleichung (26) ergibt sich für das Dunkelfeldverfahren folgende Gleichung:

$$I = 2 - 2 \cos \phi \tag{27}$$

In Gegenüberstellung zum Dunkelfeldverfahren wird beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren die Auslöschung der 0. Ordnung durch destruktive Interferenz zwischen 0. Ordnung der Objektwelle und der Referenzwelle erreicht. Konstruktive Interferenz bedeutet ein Gangunterschied von $\delta = \pi$ zwischen den interferierenden Wellenfronten. Mit Hilfe der Intensitätsgleichung (8) für das interferometrische Phasenkontrastverfahren ergibt sich die Intensität zu:

$$\begin{aligned}
 I &= 1 + A^2 + 2A \cos [\phi (x', y') - \delta] \\
 &= 1 + 1 + 2 \cdot 1 \cdot \cos [\phi (x', y') - \pi]
 \end{aligned}$$

$$= 2 - 2 \cos \phi \quad (28)$$

Das Ergebnis in Gleichung (28) ist identisch zu dem Ergebnis in Gleichung (27). Somit ist die Richtigkeit von Gleichung (27) bewiesen. Die Autoren Hopkins, Beyer und Barer sind über andere Berechnungsansätze zu dem selben Ergebnis wie in Gleichung (27) gekommen [94, 66, 87]. In vielen Büchern der Optiklehre¹, wird die Intensität für das Dunkelfeldverfahren wie folgt angegeben:

$$I = \phi^2 \quad (29)$$

Bei der Berechnung von Gleichung (29) wurde ein Phasenobjekt mit geringer Phasenstufe vorausgesetzt. In Bild 3.6 (a) wird deutlich, dass diese Intensitätsgleichung eine gute Näherung für Phasenstufen $\phi < \pi/3$ ist.

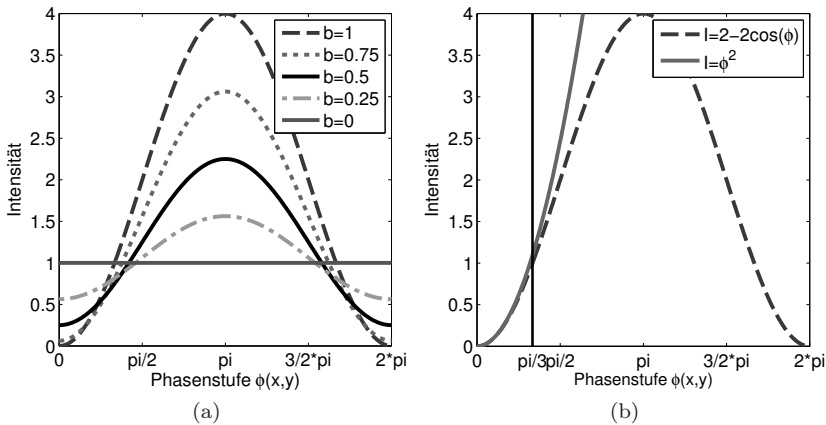


Bild 3.6: Schwächung 0. Ordnung: (a) Intensitätsverlauf für verschiedene Transmissionen b des Filters; (b) Gegenüberstellung vereinfachtes Dunkelfeld- mit vollständigem Dunkelfeldverfahren.

¹siehe zum Beispiel [92, 70, 93]

Phasenverzögerung der 0. Ordnung Zur Untersuchung der Phasenverzögerung der 0. Ordnung wird eine Transmission von $b = 1$ angenommen. Wie in Bild 3.6 (a) zu sehen ist, wirkt sich die Änderung der Transmission nur auf den Anstieg der Intensitätskurve aus. Unter dieser Bedingung vereinfacht sich Gleichung (25) wie folgt:

$$\begin{aligned} I &= 2 + 1^2 - 2 \cos \phi + 2 \cdot 1 \cdot [\cos(\phi - \theta) - \cos \theta] \\ &= 3 - 2 \cos \phi + 2 [\cos(\phi - \theta) - \cos \theta] \end{aligned} \quad (30)$$

Für die weitere Betrachtung der Phasenverzögerung der 0. Ordnung sollen hier nur die Fälle $\theta = 0$, $\theta = -\pi/2$, $\theta = -\pi$ und $\theta = -3\pi/2$ untersucht werden. Diese Werte eingesetzt in Gleichung (30) führt zu folgenden Ergebnissen:

$$I_{\theta=0} = 1 \quad (31)$$

$$I_{\theta=-\pi/2} = 3 - 2(\cos \phi + \sin \phi) \quad (32)$$

$$I_{\theta=-\pi} = 5 - 4 \cos \phi \quad (33)$$

$$I_{\theta=-3\pi/2} = 3 - 2(\cos \phi - \sin \phi) \quad (34)$$

Wie zu erwarten ist, führt keine Phasenverzögerung der 0. Ordnung ($\theta = 0$) zu einer konstanten Intensität. In Bild 3.7 (a) sind alle 4 Fälle zum Vergleich graphisch dargestellt. Der Fall $\theta = -\pi/2$ ist auch bekannt als das Zernike Phasenkontrastverfahren. Dieser Fall wurde schon in Abschnitt 3.1 diskutiert. Mit Gleichung (32) wird auch hier das selbe Ergebnis wie von den Autoren Barer (1952), Beyer (1965) und Malacara (1992) erreicht [87, 78, 72]. Somit ist die Möglichkeit der Ableitung der Intensitätsgleichung über die Taylorreihe bewiesen.

In der Literatur wird für das Zernike Verfahren oft auch folgende Näherung angegeben:

$$I \approx 1 - 2\phi \quad (35)$$

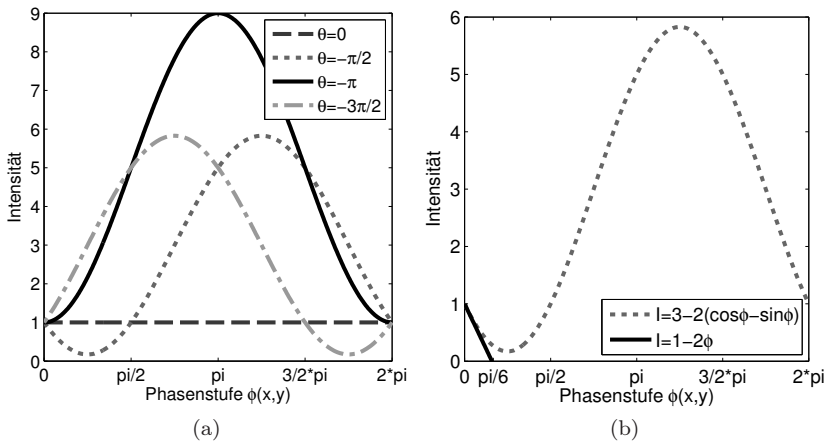


Bild 3.7: Phasenverzögerung der 0. Ordnung: (a) graphische Darstellung der Phasenstufe zur Intensitätsabbildung für 4 verschiedene Fälle der Phasenverzögerung; (b) Vergleich zwischen dem angenäherten Phasenkontrastverfahren nach Zernike mit dem tatsächlichen Phasenkontrastverfahren nach Zernike.

Bei dieser Näherung wird, wie beim Dunkelfeldverfahren, von einer geringen Phasenstufe ϕ des Objektes ausgegangen [70]. In Bild 3.7 (b) ist diese Näherung im Vergleich zum berechneten Intensitätsverlauf für Phasenkontrastverfahren nach Zernike dargestellt. Wie zu sehen ist, gibt es eine große Abweichung zwischen der Annäherung und dem tatsächlichen Verlauf. Es kann mit Bild 3.7 (b) abgeschätzt werden, dass diese Annäherung nur für Phasenstufen $\phi < \pi/12$ gültig ist. Die Abweichung der Näherung von Gleichung (35) wurde auch schon von Barer (1952) dargestellt [87]. Es ist noch zu erwähnen, dass verschiedenen Autoren folgende Gleichung für das Phasenkontrastverfahren nach Zernike angeben:

$$I \approx 1 + 2\phi \quad (36)$$

Diese Autoren beachten bei ihrem Berechnungsansatz nicht, dass die

0. Ordnung in ihrer Phase mit einem $\lambda/4$ -Plättchen um $\theta = -\pi/2$ verzögert wird [92, 93]. Sie gehen vielmehr von einer Phasenschiebung von $\theta = \pi/2$ in ihrer Berechnung aus. Dadurch kommt es zu einem Vorzeichenfehler zwischen Gleichung (35) und Gleichung (36).

In Bild 3.7 (a) ist zu sehen, dass die Intensitätskurve für das Phasenkontrastverfahren nach Zernike bei einer Phasenverzögerung von $\theta = -3\pi/2$ um $\phi = \pi$ gespiegelt wird. Für geringe Phasenstufen ($\phi < \pi/4$) wird der Kontrast invertiert. Aufgrund dieser Kontrastumkehr werden in der Literatur oft die Begriffe positiver und negativer Phasenkontrast verwendet [78, 87, 92, 95–97]. Da es aber verschiedene Angaben zum positiven und negativen Phasenkontrast gibt, soll hier keine Festlegung getroffen werden. Wie schon von Beyer 1965 vermerkt wurde, sind Vereinbarungen auf dem Gebiet der Phasenkontrastmikroskopie notwendig, um die unterschiedlichen Begriffe und Berechnungen zusammenzuführen [78, Seite 94].

Im Vergleich der Phasenverzögerung von $\theta = -3\pi/2$ zur Phasenverzögerung von $\theta = -\pi$ wird in Bild 3.7 (a) deutlich, dass mit $\theta = -\pi$, Phasenobjekte mit Phasenstufen von $\phi < \pi$ ohne Zweideutigkeiten abgebildet werden können. Ein Nachteil jedoch ist der schwache Anstieg der Intensitätskurve bei kleinen Phasenstufen von $0 < \phi < \pi/6$. Sollen nur solche geringen Phasenstufen untersucht werden, dann hat die Phasenverzögerung von $\theta = -3\pi/2$ aufgrund des steilen Anstiegs dieser Intensitätskurve den Vorteil der guten Separation der Phasenstufen.

In den Darstellungen des Abschnitts 3.2 wurde ein neuer Ansatz vorgestellt, um Phasenkontrastverfahren zu beschreiben. Die gezeigten Ergebnisse decken sich mit den Ergebnissen aus anderen Modellen zur Analyse der Phasenkontrastverfahren. Die Richtigkeit des entwickelten Modells und die Analogien zum interferometrischen Phasenkontrastverfahren konnten somit nachgewiesen werden. Um aber das Potential der Analyse mittels Taylorreihe zu zeigen, wird im folgenden Abschnitt die

Amplituden- und Phasenänderung der höheren Beugungsordnungen diskutiert.

3.3 Ableitung einer Intensitätsgleichung für Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung der $m > 0$. Beugungsordnungen

Der in Bild 3.8 (a) gezeigte optische Aufbau skizziert die Amplituden- und Phasenänderung der höheren Beugungsordnungen. Wie bereits in Abschnitt 3.2 erwähnt, wird die 0. Ordnung in der Taylorreihe durch den konstanten Term beschrieben. Demzufolge kann der Einfluss auf die höheren Beugungsordnungen über eine Modulation der variablen Terme in der Taylorreihe untersucht werden. In Bild 3.8 (b) ist dargestellt, wie diese Modulation im Zeigerdiagramm verdeutlicht werden kann. Der Filter in Bild 3.8 (a) beeinflusst die Amplitude der höheren Ordnungen über die Transmission a , wobei $a = 1$ volle Transmission und $a = 0$ keine Transmission bedeutet. Die Phasenverzögerung der höheren Ordnungen durch den Filter wird mittels des Winkels ψ in Bild 3.8 (b) veranschaulicht. Die mathematische Beschreibung des Filters kann wieder in der

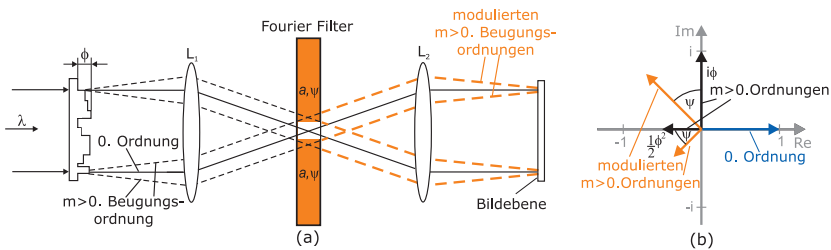


Bild 3.8: Fourierfilterung der höheren Ordnungen: (a) optisches Prinzip; (b) Darstellung im Zeigerdiagramm

trigonometrischen Form ausgedrückt werden:

$$a(\cos \psi + i \sin \psi) \quad (37)$$

Um den Einfluss des Filters auf die Objektwelle O_{Bild} zu berechnen, müssen die variablen Terme in der Taylorreihe mit Gleichung (37) multipliziert werden:

$$\begin{aligned} O_{\text{Bild}} &= 1 + ai\phi(\cos \psi + i \sin \psi) - \frac{1}{2}a\phi^2(\cos \psi + i \sin \psi) \\ &\quad - \frac{1}{6}ai\phi^3(\cos \psi + i \sin \psi) + \dots \\ &= 1 + ai\phi \cos \psi - a\phi \sin \psi - \frac{1}{2}a\phi^2 \cos \psi - \frac{1}{2}ai\phi^2 \sin \psi \\ &\quad - \frac{1}{6}ai\phi^3 \cos \psi + \dots \end{aligned} \quad (38)$$

Die Intensität der beeinflussten Objektwelle ergibt sich dann zu:

$$\begin{aligned} I &= \left| 1 + ai\phi \cos \psi - a\phi \sin \psi - \frac{1}{2}a\phi^2 \cos \psi - \frac{1}{2}ai\phi^2 \sin \psi - \frac{1}{6}ai\phi^3 \cos \psi \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6}a\phi^3 \sin \psi + \dots \right|^2 \\ &= \left(1 + ai\phi \cos \psi - a\phi \sin \psi - \frac{1}{2}a\phi^2 \cos \psi - \frac{1}{2}ai\phi^2 \sin \psi - \frac{1}{6}ai\phi^3 \cos \psi \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6}a\phi^3 \sin \psi + \dots \right) \times \left(1 - ai\phi \cos \psi - a\phi \sin \psi - \frac{1}{2}a\phi^2 \cos \psi \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2}ai\phi^2 \sin \psi + \frac{1}{6}ai\phi^3 \cos \psi + \frac{1}{6}a\phi^3 \sin \psi + \dots \right) \\ &= \left(1 - ai\phi \cos \psi - a\phi \sin \psi - \frac{1}{2}a\phi^2 \cos \psi + \frac{1}{2}ai\phi^2 \sin \psi + \frac{1}{6}ai\phi^3 \cos \psi \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6}a\phi^3 \sin \psi + \dots \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left(+a i \phi \cos \psi + a^2 \phi^2 \cos^2 \psi - a^2 i \phi^2 \cos \psi \sin \psi - \frac{1}{2} a^2 i \phi^3 \cos^2 \psi \right. \\
& \quad \left. - \frac{1}{2} a^2 \phi^3 \cos \psi \sin \psi - \dots \right) \\
& + \left(-a \phi \sin \psi + a^2 i \phi^2 \cos \psi \sin \psi + a^2 \phi^2 \sin^2 \psi + \frac{1}{2} a^2 \phi^3 \cos \psi \sin \psi \right. \\
& \quad \left. - \frac{1}{2} a^2 i \phi^3 \sin^2 \psi - \dots \right) \\
& + \left(-\frac{1}{2} a \phi^2 \cos \psi + \frac{1}{2} a^2 i \phi^3 \cos^2 \psi + \frac{1}{2} a^2 \phi^3 \cos \psi \sin \psi \right. \\
& \quad \left. + \frac{1}{4} a^2 \phi^4 \cos^2 \psi - \dots \right) \\
& + \left(-\frac{1}{2} a i \phi^2 \sin \psi - \frac{1}{2} a^2 \phi^3 \cos \psi \sin \psi + \frac{1}{2} a^2 i \phi^3 \sin^2 \psi \right. \\
& \quad \left. + \frac{1}{4} a^2 i \phi^4 \cos \psi \sin \psi + \dots \right) \\
& + \left(-\frac{1}{6} a i \phi^3 \cos \psi - \frac{1}{6} a^2 \phi^4 \cos^2 \psi + \frac{1}{6} a^2 i \phi^4 \cos \psi \sin \psi + \dots \right) \\
& + \left(+\frac{1}{6} a \phi^3 \sin \psi - \frac{1}{6} a^2 i \phi^4 \cos \psi \sin \psi - \frac{1}{6} a^2 \phi^4 \sin^2 \psi - \dots \right) \\
& + \left(+ \dots \right) \\
& = 1 - 2a \phi \sin \psi + a^2 \phi^2 \cos^2 \psi - a \phi^2 \cos \psi + a^2 \phi^2 \sin^2 \psi + \frac{1}{3} a \phi^3 \sin \psi \\
& \quad - \frac{1}{12} a^2 \phi^4 \cos^2 \psi - \dots \\
& = 1 + \left(a^2 \phi^2 \cos^2 \psi - a \phi^2 \cos \psi - \frac{1}{12} a^2 \phi^4 \cos^2 \psi \dots \right) + \left(-2a \phi \sin \psi \right. \\
& \quad \left. + \frac{1}{3} a \phi^3 \sin \psi \dots \right) + \left(a^2 \phi^2 \sin^2 \psi - \frac{1}{12} a^2 \phi^4 \sin^2 \psi \dots \right) \\
& = 1 + (a^2 \cos^2 \psi - a \cos \psi) \left(\phi^2 - \frac{1}{12} \phi^4 \dots \right) - (2a \sin \psi) \left(\phi - \frac{1}{6} \phi^3 \dots \right) \\
& \quad + (a^2 \sin^2 \psi) \left(\phi^2 - \frac{1}{12} \phi^4 \dots \right) \tag{39}
\end{aligned}$$

Das Ergebnis in Gleichung (39) besteht aus mehreren Reihen, die mit Gleichung (17) und Gleichung (24) weiter vereinfacht werden können:

$$I = 1 + (a^2 \cos^2 \psi - a \cos \psi) (2 - 2 \cos \phi) - 2a \sin \psi \sin \phi + a^2 \sin^2 \psi (2 - 2 \cos \phi) \quad (40)$$

In den beiden folgenden Abschnitten wird mit Gleichung (40) der Einfluss der Amplitudenschwächung und Phasenverzögerung untersucht.

3.3.1 Feld-Absorptionsfilter

Wie beim Dunkelfeldverfahren (Abschnitt 3.2.2) gezeigt wurde, findet bei Abschwächung der 0. Ordnung eine Umwandlung von Phase zu Intensität statt. Daher ist es nur folgerichtig, dass die Abschwächung der höheren Beugungsordnungen ebenfalls einen Phasenkontrast hervorbringen muss. Mit Gleichung (40) kann die Auswirkung des Feld-Absorptionsfilters untersucht werden. Der Feld-Absorptionsfilter ändert nicht die Phase der höheren Ordnungen, sodass Gleichung (40) sich wie folgt vereinfacht:

$$\begin{aligned} I &= 1 + (a^2 \cos^2(0) - a \cos(0)) (2 - 2 \cos \phi) - 2a \sin(0) \sin \phi \\ &\quad + a^2 \sin^2(0) (2 - 2 \cos \phi) \\ &= 1 + (a - a^2)(2 \cos \phi - 2) \end{aligned} \quad (41)$$

Der variierende Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von a ist in den Bildern 3.9 (a) und 3.9 (b) dargestellt. Da der Phasenkontrast zwischen $0 \leq a \leq 0,5$ ansteigt und zwischen $0,5 < a \leq 1$ wieder abfällt, kann dies in zwei Diagrammen besser dargestellt werden. Die Abnahme des Kontrastes ab $a > 0,5$ folgt aus der Tatsache, dass die Objektinformation über die höheren Beugungsordnungen kodiert ist. Wird die Intensität der höheren Beugungsordnungen zu stark geschwächt, geht diese Infor-

mation verloren und der Phasenkontrast nimmt wieder ab. Bei vollständiger Absorption der höheren Ordnungen ($a = 1$) gibt es folglich keinen Kontrast mehr im Bild.

Im Vergleich zwischen Abschwächung der 0. Ordnung und Abschwächung der höheren Ordnungen, entsteht in den Bildern 3.9 (a) und (b) sowie in 3.6 (a) und (b) ein inverser Intensitätsverlauf. Dieser ist aus den Ableitungen zum interferometrischen Phasenkontrastverfahren zu erwarten. Wie beim Dunkelfeldverfahren gezeigt, führt die Auslöschung der 0. Ordnung beim interferometerischen Phasenkontrastverfahren zum selben Ergebnis. Im Gegensatz dazu kann eine Abschwächung der höheren Beugungsordnungen indirekt als eine Verstärkung der 0. Ordnung verstanden werden. Dies wäre der Fall, wenn die 0. Ordnung der Objektwelle und die Referenzwelle konstruktiv interferieren (siehe Abschnitt 2.2, Bild 2.7 (a) für $\delta = 0$). Bei diesem Fall verhält sich der Intensitätsverlauf genauso invers wie bei der Abschwächung der Ampli-

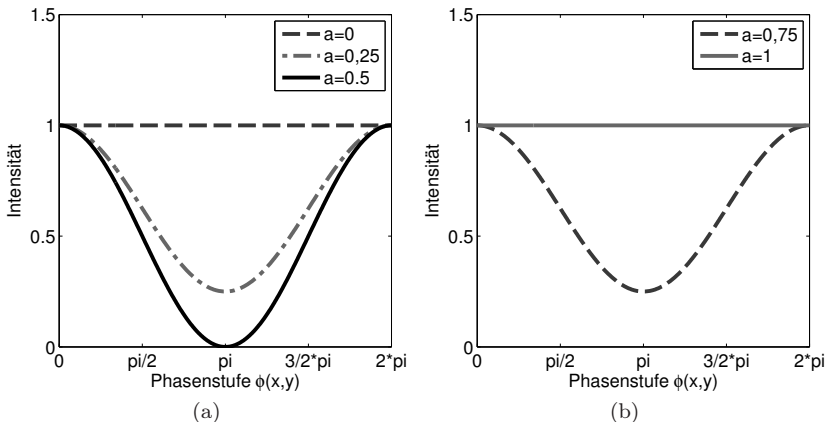


Bild 3.9: Abschwächung der Amplitude der höheren Beugungsordnungen: (a) Transmissionsgrad des Filters variiert zwischen $0 \leq a \leq 0,5$; (b) Transmissionsgrad des Filters variiert zwischen $0,5 < a \leq 1$.

tude der höheren Ordnungen.

Dass eine Abschwächung des gebeugten Lichts¹ zu einem Phasenkontrast führt, wurde bereits von Oettlé (1950) und Anderson (1995) nachgewiesen [98, 76]. Ein Problem bei diesem Verfahren ist jedoch die Halbierung der Amplitude des gebeugten Lichts mit dem Feld-Absorptionsfilter. Diese Halbierung ist anzustreben, um den größten Kontrast zwischen I_{\max} und I_{\min} zu erreichen. Da dieser Kontrast im Vergleich zum Dunkelfeldverfahren allgemein sehr gering ist, hat sich dieses Verfahren nicht weiter durchgesetzt. Feld Absorptionsfilter dürfen jedoch nicht mit Point Diffraction Interferometer verwechselt werden [99]. Bei diesem Typ von Interferometern wird mit einem Pinhole ein Teil aus dem Beugungsbild (bevorzugt aus der 0. Ordnung) genutzt, um eine sphärische Referenzwelle zu erzeugen. Diese Referenzwelle interferiert mit dem Licht, welches nicht durch das Pinhole gebeugt wird (die Objektwelle). Zum Abgleich der Intensitäten zwischen Objekt- und Referenzwelle, wird das Licht der Objektwelle geschwächt. Im Gegensatz dazu, ist die Aufgabe des Feld-Absorptionsfilters nur das gebeugte Licht zu schwächen und keine Referenzwelle mittels Pinhole zu erzeugen.

3.3.2 Feld-Phasenfilter

In diesen Abschnitt soll ein neuer Filtertyp diskutiert werden, zu dem bisher noch keine Literaturquellen existieren: *der Feld-Phasenfilter*. Mit diesem Filter wird nun die Phase der höheren Beugungsordnungen verzögert und nicht wie bisher die Phase der 0. Ordnung. Mit Gleichung (40) können die Auswirkungen des Feld-Phasenfilters untersucht werden. Da nur die Phase des gebeugten Lichts beeinflusst wird ($a = 1$), vereinfacht

¹Der Ausdruck *gebeugtes Licht* beinhaltet alle Beugungsordnungen außer der 0. Ordnung.

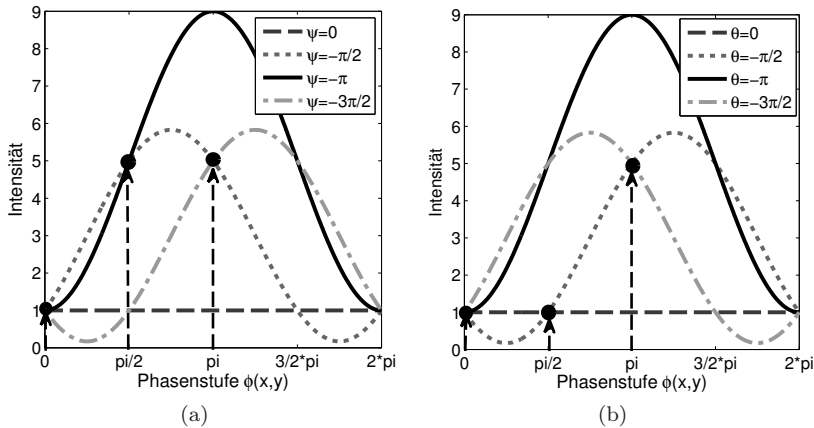


Bild 3.10: Vergleich von: (a) Phasenverzögerung höhere Ordnungen, (b) Phasenverzögerung 0. Ordnung.

sich Gleichung (40) wie folgt:

$$I = 1 + (\cos^2 \psi - \cos \psi) (2 - 2 \cos \phi) - 2 \sin \psi \sin \phi + \sin^2 \psi (2 - 2 \cos \phi) \quad (42)$$

In Bild 3.10 (a) ist der Zusammenhang zwischen Phasenstufe ϕ und Intensität I für den Feld-Phasenfilter graphisch dargestellt. Zum Vergleich ist das Intensitätsverhalten bei Phasenverzögerung der 0. Ordnung in Bild 3.10 (b) gegenübergestellt. Auf den ersten Blick zeigen die Intensitätskurven das selbe Verhalten. Jedoch fällt beim Betrachten der Intensitätskurve für $\psi = -\pi/2$ (Bild 3.10 (a)) auf, dass dieser Verlauf nicht mit $\theta = -\pi/2$ (Bild 3.10 (b)) übereinstimmt. Bei einer Phasenverzögerung der 0. Ordnung um $\theta = -\pi/2$ entsteht somit ein anderer Phasenkontrast als bei einer Phasenverzögerung der höheren Beugungsordnungen um $\psi = -\pi/2$. Dieser Unterschied soll mit Hilfe des Experiments in Bild 3.11 verdeutlicht werden. Es zeigt einen opti-

schen Versuchsaufbau, bei dem mit Hilfe des LCoS 1 ein Beugungsgitter erzeugt wird. Das Beugungsgitter hat drei unterschiedliche Phasenstufen ($\phi_1 = 0$, $\phi_2 = \pi/2$ und $\phi_3 = \pi$), welche in Bild 3.11 als Grauwerte dargestellt sind. Das Gitter als Testobjekt vereinfacht die räumliche Trennung zwischen der 0. Ordnung und den höheren Beugungsordnungen in der Fourierebene. Als flexibler Fourierfilter wird der LCoS 2 in der Fourierebene genutzt. Der LCoS 2 wird in Bild 3.11 (a) so angesteuert, dass es zu keiner Phasenverzögerung kommt. Im Kamerabild ist in diesem Fall kein Kontrast zwischen den einzelnen Phasenstufen zu sehen. Im Gegensatz dazu zeigt Bild 3.11 (b) einen Kontrast, wenn der LCoS so angesteuert wird, dass die 0. Ordnung um $\theta = -\pi/2$ verzögert wird. Jedoch wird hier nur die Phasenstufe $\phi_3 = \pi$ sichtbar, während die Phasenstufe $\phi_2 = \pi/2$ dunkel bleibt. Dieses Verhalten ist in Bild 3.10 (b) durch die Pfeile und Punkte dargestellt. Bei Phasenstufen von $\phi = 0$ und $\phi = \pi/2$ liegt die gleiche Intensität vor. Werden nun die höheren Ordnungen mittels Feld-Phasenfilter um $\psi = -\pi/2$ verzögert, so ergibt sich ein anderes Phasenkontrastverhalten. Bild 3.11 (c) zeigt diesen Fall, bei dem nun die Phasenstufen von $\phi = \pi/2$ und $\phi = \pi$ gleich hell erschei-

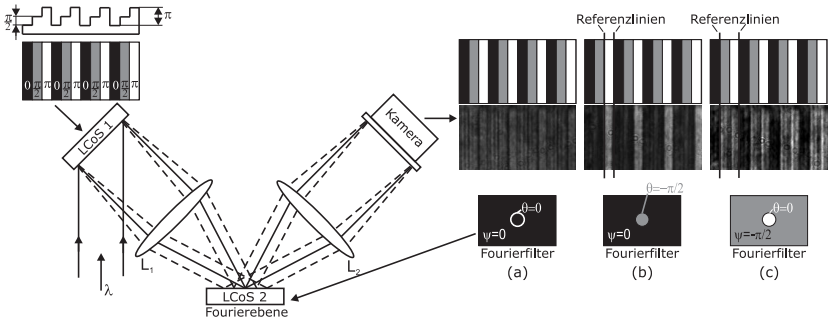


Bild 3.11: Experiment zum Überprüfen des Intensitätsverlaufs: (a) keine Phasenverzögerung; (b) Phasenverzögerung der 0. Ordnung um $\theta = -\pi/2$; (c) Phasenverzögerung der höheren Beugungsordnungen um $\psi = -\pi/2$.

nen. Auch dieses Verhalten kann in Bild 3.10 (a) durch die Markierung mit den Pfeilen abgelesen werden. Mit diesem Experiment wurde somit nachgewiesen, dass die berechneten Intensitätskurven von Bild 3.10 (a) und (b) gültig sind.

Des Weiteren wird in den Diagrammen von Bild 3.10 (a) und (b) deutlich, dass eine Phasenverzögerung der 0. Ordnung um $\theta = -\pi$ zu einem identischen Ergebnis wie eine Phasenverzögerung der höheren Beugungsordnung um $\psi = -\pi$ führt. Dieses Verhalten konnte mit einem zusätzlichen Experiment nachgewiesen werden. In Bild 3.12 wurde dazu der LCoS 1 mit einem zweistufigen Phasengitter angesteuert ($\phi_1 = 0$, $\phi_2 = \pi$). In Bild 3.12 (a) ist kein Kontrast zu sehen, da der LCoS 2 nicht mit einer Phasenverzögerung angesteuert wird. Im Gegensatz dazu erscheint in den Bildern 3.12 (b) und (c) ein deutlicher Kontrast, der auch in den Intensitätsprofilen gut zu erkennen ist. In Bild 3.12 (b) wird zunächst die 0. Ordnung um $\theta = -\pi$ verzögert. Dagegen wird in Bild 3.12 (c) eine Phasenverzögerung der höheren Beugungsordnung um $\psi = -\pi$ mittels Fourierfilter erreicht. Wie von den Intensitätskurven in Bild 3.10 (a) und (b) zu erwarten war, ändert sich der Kontrast zwi-

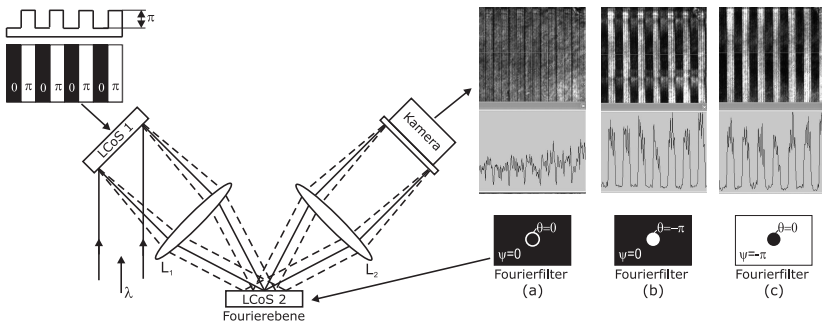


Bild 3.12: 2. Experiment zum Überprüfen des Intensitätsverlaufs: (a) keine Phasenverzögerung; (b) Phasenverzögerung der 0. Ordnung um $\theta = -\pi$; (c) Phasenverzögerung der höheren Beugungsordnungen um $\psi = -\pi$.

schen Bild 3.12 (b) und Bild 3.12 (c) nicht. Diese Feststellung ist für die Herstellung des Filters von erheblichem Vorteil. In Bild 3.13 sind dazu zwei Typen von Filtern dargestellt. Der Filter in Bild 3.13 (a) ist ein Feld-Phasenfilter, der die höheren Ordnungen um $\psi = -\pi$ verzögert. Im Gegensatz dazu verzögert der Filter in Bild 3.13 (b) die 0. Ordnung um $\theta = -\pi$. Bei der lithographischen Herstellung des Filters für die Verzögerung der 0. Ordnung muss, bis auf den kleinen Steg, über den gesamten Filter das Material abgetragen werden. Das Abtragen des überschüssigen Materials erfolgt über ein Ätzprozess. Problematisch hierbei ist über die gesamte Fläche den selben Abtrag zu erreichen. Inhomogenitäten im Abtrag führen zu nicht planaren Oberflächen. Somit muss auch mit einer lokalen Verzögerung einzelner höheren Beugungsordnungen gerechnet werden. Demgegenüber ist das Design des Feld-Phasenfilter invers zum Filter in Bild 3.13 (b). Es muss für die Herstellung des Feld-Phasenfilters nur das Loch für die 0. Beugungsordnung geätzt werden. Homogene Ätzraten für einen kleinen Bereich sind leichter zu realisieren, sodass der Feld-Phasenfilter ein gute Alternative zur Phasenverzögerung der 0. Ordnung darstellt. Somit bringt die Phasenverzögerung der höheren Beugungsordnungen einen zusätzlichen Freiheitsgrad bei der Fertigung des Fourierfilters. Zu erwähnen sei an dieser Stelle noch der Feld-Phasenfilter mit $\psi = -\pi/2$ Phasenverzögerung. Dieser Filter ermöglicht einen hohen Kontrast bei Phasenobjekten mit kleinen Phasenstufen ($\phi < \pi/2$). Für die Herstellung dieses Filters ist nur eine geringe Ätztiefe ($\pi/2$) auf kleine Raum erforderlich. Im Gegensatz dazu muss für den gleichen Effekt bei Filtern mit Phasenverzögerung der 0. Ordnung über eine große Fläche eine Tiefe von $\psi = -3\pi/2$ geätzt werden.

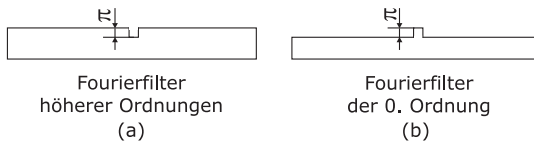


Bild 3.13: Fourierfilter: (a) Feld-Phasenfilter; (b) Filterung der 0. Ordnung.

3.4 Ableitung einer Intensitätsgleichung für Phasenkontrastverfahren mit Fourierfilterung aller Beugungsordnungen

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass auch eine allgemeine Intensitätsgleichung für die gleichzeitige Beeinflussung des gebeugten und ungebeugten¹ Lichts abgeleitet werden kann. Eine Objektwelle O_{Bild} , bei der es möglich ist, das gebeugte und ungebeugte Licht getrennt voneinander zu modulieren, kann wie folgt beschrieben werden:

$$\begin{aligned}
 O_{\text{Bild}} = & 1 \cdot b(\cos \theta + i \sin \theta) + ai\phi(\cos \psi + i \sin \psi) - \frac{1}{2}a\phi^2(\cos \psi + i \sin \psi) \\
 & - \frac{1}{6}ai\phi^3(\cos \psi + i \sin \psi) + \dots
 \end{aligned} \tag{43}$$

Die Intensität der beeinflussten Objektwelle O_{Bild} ergibt sich über das Betragsquadrat:

$$\begin{aligned}
 I = & \left| b \cos \theta + bi \sin \theta + ai\phi \cos \psi - a\phi \sin \psi - \frac{1}{2}a\phi^2 \cos \psi - \frac{1}{2}ai\phi^2 \sin \psi \right. \\
 & \left. - \frac{1}{6}ai\phi^3 \cos \psi + \dots \right|^2
 \end{aligned}$$

¹Das ungebeugte Licht ist die 0. Beugungsordnung.

$$\begin{aligned}
&= \left(b \cos \theta + bi \sin \theta + ai\phi \cos \psi - a\phi \sin \psi - \frac{1}{2}a\phi^2 \cos \psi - \frac{1}{2}ai\phi^2 \sin \psi \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{6}ai\phi^3 \cos \psi + \dots \right) \times \left(b \cos \theta - bi \sin \theta - ai\phi \cos \psi - a\phi \sin \psi \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2}a\phi^2 \cos \psi + \frac{1}{2}ai\phi^2 \sin \psi + \frac{1}{6}ai\phi^3 \cos \psi + \dots \right) \\
&= b^2 - ba\phi^2 \cos \theta \cos \psi - ba\phi^2 \sin \theta \sin \psi + 2ba\phi \sin \theta \cos \psi \\
&\quad - 2ba\phi \cos \theta \sin \psi - \frac{1}{3}ba\phi^3 \sin \theta \cos \psi + \frac{1}{3}ba\phi^3 \cos \theta \sin \psi \\
&\quad + \frac{1}{12}ba\phi^4 \cos \theta \cos \psi + a^2\phi^2 \cos^2 \psi + a^2\phi^2 \sin^2 \psi \\
&\quad - \frac{1}{12}a^2\phi^4 \cos^2 \psi - \dots \\
&= b^2 + ba \cos \theta \cos \psi \left(-\phi^2 + \frac{1}{12}\phi^4 \dots \right) + ba \sin \theta \sin \psi \left(-\phi^2 + \frac{1}{12}\phi^4 \dots \right) \\
&\quad + 2ba \sin \theta \cos \psi \left(\phi - \frac{1}{6}\phi^3 \dots \right) + 2ba \cos \theta \sin \psi \left(-\phi + \frac{1}{6}\phi^3 \dots \right) \\
&\quad + a^2 \cos^2 \psi \left(\phi^2 - \frac{1}{12}\phi^4 \dots \right) + a^2 \sin^2 \psi \left(\phi^2 - \frac{1}{12}\phi^4 \dots \right) \quad (44)
\end{aligned}$$

Das Ergebnis in Gleichung (44) besteht aus mehreren Reihen, die mit Gleichung (17) und Gleichung (24) weiter vereinfacht werden können:

$$\begin{aligned}
I &= b^2 + ba \cos \theta \cos \psi (2 \cos \phi - 2) + ba \sin \theta \sin \psi (2 \cos \phi - 2) \\
&\quad + 2ba \sin \theta \cos \psi \sin \phi - 2ba \cos \theta \sin \psi \sin \phi \\
&\quad + a^2 \cos^2 \psi (2 - 2 \cos \phi) + a^2 \sin^2 \psi (2 - 2 \cos \phi) \quad (45)
\end{aligned}$$

Mit Gleichung (45) kann das Verhalten aus der Kombination von Feld-Filter mit 0. Ordnung-Filter untersucht werden. Aufgrund der vier unterschiedlichen Filtervariablen sind viele Variationen zwischen den einzelnen Parametern denkbar. Eine mögliche Filterkombination ergibt sich zum Beispiel aus der Amplitudenschwächung von gebeugtem und ungebeugtem Licht ohne die Phase zu beeinflussen. Gleichung (45) verein-

facht sich unter dieser Bedingung wie folgt:

$$I = b^2 + ba(2 \cos \phi - 2) + a^2 \cos^2 \psi (2 - 2 \cos \phi) \quad (46)$$

Gleichung (46) beinhaltet zwei wählbare Filtervariablen, deren Einfluss aufeinander an den zwei folgenden Beispielen besser verstanden werden kann. In den vorherigen Kapiteln wurde gezeigt, dass das Dunkelfeldverfahren mit einem Filter von $b = 0$ zu einem guten Kontrast führt. Daher ist es interessant, welchen Einfluss eine zusätzliche Schwächung der höheren Beugungsordnungen auf den Kontrast hat. In Bild 3.14 (a) ist dargestellt, wie sich die Intensitätskurve in Abhängigkeit von a ändert. Es wird anhand des Graphen deutlich, dass ein Abschwächen der höheren Beugungsordnungen das Verhältnis von I_{\max} zu I_{\min} verschlechtert und sich somit der Kontrast verringert. Dies ist eine logische Konsequenz, da die 0. Ordnung aufgrund von $b = 0$ schon völlig absorbiert ist. Ein weiteres Abschwächen der Amplitude der höheren Beugungsordnungen verringert somit die Intensität in der Bildebene und der Kontrast nimmt ab. Im Gegensatz dazu zeigt das Bild 3.14 (b) ein ganz anderes Verhalten. In Bild 3.14 (b) ist dargestellt, wie sich die Intensitätskurve beim Feld-Absorptionsfilter mit $a = 0,5$ verhält, wenn zusätzlich noch die Amplitude der 0. Ordnung variiert wird. Wie im Bild 3.14 (b) deutlich wird, entsteht eine Kontrastumkehr ab $b = 0,5$. Der Fall $b = 1$ stellt den Feld-Absorptionsfilter dar, bei dem ausschließlich die höheren Beugungsordnungen beeinflusst werden. Im Gegensatz dazu gibt es bei $b = 0$ eine vollständige Kontrastumkehr, da bei diesem Fall zusätzlich die 0. Ordnung ausgelöscht wird. Dieses Phänomen überrascht bei dieser Variation nicht. In Bild 3.14 (a) wurde bereits gezeigt, dass beim Dunkelfeldverfahren ($b = 0$) und einer zusätzlichen Abschwächung der Amplitude des gebeugten Lichts auf $a = 0,5$, der Kontrast von I_{\max} zu I_{\min} auf 1 reduziert wird. Dieser Fall entspricht in Bild 3.14 (b) genau der Kontrastumkehr von $a = 0,5$ und $b = 1$.

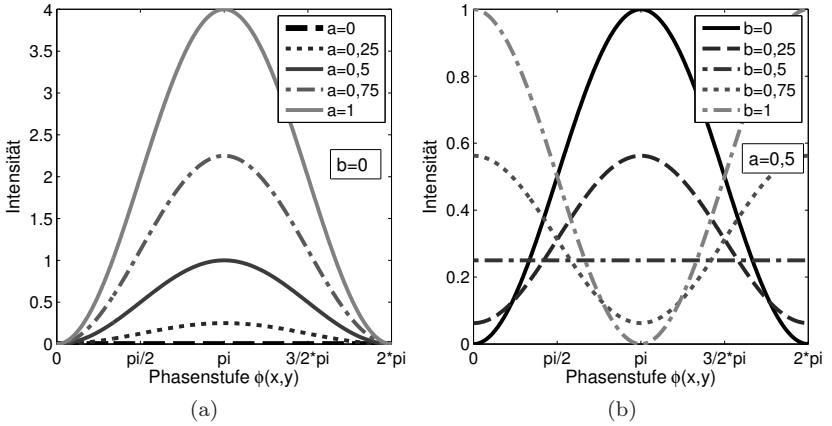


Bild 3.14: Allgemeiner Filter: (a) Amplitudenschwächung der höheren Ordnungen bei $b = 0$; (b) Amplitudenschwächung der 0. Ordnung bei $a = 0,5$.

Eine weitere Filterzusammensetzung, die mit Gleichung (45) berechnet werden kann, ist die getrennte Phasenverzögerung von gebeugtem und ungebeugtem Licht. Ohne zusätzliche Amplitudenschwächung vereinfacht sich Gleichung (45) wie folgt:

$$\begin{aligned}
 I = & 1 + \cos \theta \cos \psi (2 \cos \phi - 2) + \sin \theta \sin \psi (2 \cos \phi - 2) \\
 & + 2 \sin \theta \cos \psi \sin \phi - 2 \cos \theta \sin \psi \sin \phi \\
 & + \cos^2 \psi (2 - 2 \cos \phi) + \sin^2 \psi (2 - 2 \cos \phi)
 \end{aligned} \quad (47)$$

Die Auswirkung der gleichzeitigen Phasenverzögerung ist in Bild 3.15 (a) an einem Beispiel dargestellt. Die Phasenverzögerung der höheren Beugungsordnung ist auf $\psi = -\pi/2$ festgelegt und die Phasenverzögerung der 0. Ordnung variiert zwischen $\theta = 0$ und $\theta = 3\pi/2$. Wie in Bild 3.15 (a) zu sehen ist, gibt es bei $\theta = 0$ bereits einen Phasenkontrast. Dieser Kontrast entspricht genau dem Kontrast, der bereits in Abschnitt 3.3.2 beim Feld-Phasenfilter für $\psi = -\pi/2$ gezeigt wurde.

Da die 0. Ordnung bei $\theta = 0$ nicht beeinflusst wird, muss eine ausschließliche Phasenverzögerung der höheren Ordnung mit $\psi = -\pi/2$ genau zu diesem Kontrast führen. Im Gegensatz dazu gibt es bei gleichzeitiger Phasenverzögerung von ungebeugtem und gebeugtem Licht um $\theta = \psi = -\pi/2$ keinen Kontrast. Das bei diesem Fall kein Kontrast auftreten kann, resultiert aus der Tatsache, dass es keine relative Phasenverzögerung zwischen dem gebeugtem und ungebeugtem Licht gibt. Wie in Bild 3.15 (b) zu sehen ist, entsteht bei $\theta = -\pi/2$ und $\psi = 0$ ein Kontrast. In diesem Fall entspricht die Phasenverzögerung zwischen dem gebeugten und ungebeugtem Licht genau $-\pi/2$. Wird jedoch das gebeugte und ungebeugte Licht gleichzeitig um $-\pi/2$ verzögert, so entsteht keine relative Phasenverzögerung zwischen gebeugtem und ungebeugtem Licht. Die gleichzeitige Phasenverzögerung von gebeugtem und ungebeugtem Licht resultiert demzufolge in einen Kontrast, der nur der relativen Phasenverzögerung zwischen gebeugtem und ungebeugtem Licht entspricht. Folglich ist es ist uninteressant beides gleichzeitig zu beeinflussen, da keine neuartigen Intensitätskurven entstehen. Eine gleichzeitige Kombination von Amplitudenschwächung mit Phasenverzögerung resultiert einzig in einer Abnahme des Kontrasts vom I_{\max} zu I_{\min} und soll daher in dieser Arbeit nicht weiter untersucht werden.

Innerhalb des Kapitels 3 wurden verschiedene Filtermöglichkeiten zur Herstellung eines Phasenkontrastes vorgestellt. Alle diese Verfahren können auch direkt von Gleichung (44) abgeleitet werden. Dazu ist in Tabelle 5.1 eine Übersicht dargestellt, die alle Verfahren zusammenfasst. Bei der Anwendung der einzelnen Gleichungen ist zu beachten, dass sie nur für ideale Phasenkontrastverfahren gültig sind. Ideal heißt, eine getrennte Beeinflussung des gebeugten und ungebeugten Lichts. Die Probleme bei nicht-idealer Beeinflussung und Modelle zur Beschreibung nicht-idealer Phasenkontrastverfahren wurde bereits von Beyer (1965) ausführlich diskutiert [78]. Im Abschnitt 3 stand im Vordergrund, die Zusammenhänge zwischen interferometrischem Phasenkontrast und

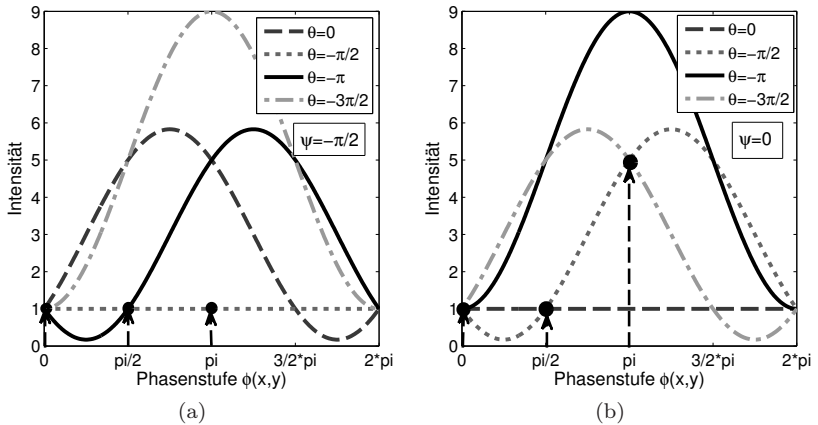


Bild 3.15: Allgemeiner Filter: (a) Phasenverzögerung der 0. Ordnung bei $\psi = -\pi/2$; (b) Phasenverzögerung der 0. Ordnung bei $\psi = 0$.

den auf Fourierfilterung basierenden Phasenkontrastverfahren zu zeigen. Aus den Ähnlichkeiten zwischen beiden Verfahren konnte ein Modell abgeleitet werden, dass bereits bekannte Phasenkontrastverfahren einfach erklärt. Des Weiteren konnte mit dem Feld-Phasenfilter ein neuer Typ von Fourierfilter für das Phasenkontrastverfahren vorgestellt werden. Im folgenden Kapitel wird dargelegt, wie der interferometrische Phasenkontrast zur Herstellung diffraktiver optischer Elemente genutzt werden kann.

Tabelle 3.1: Übersicht zu möglichen Filtertypen für das Phasenkontrastverfahren.

Filtertyp	Intensitätsgleichung
Allgemeiner Filter Allgemeiner Filter mit Amplitudenschwächung $(\theta = \psi = 0)$	$I = b^2 + ba \cos \theta \cos \psi (2 \cos \phi - 2) + ba \sin \theta \sin \psi (2 \cos \phi - 2)$ $+ 2ba \sin \theta \cos \psi \sin \phi - 2ba \cos \theta \sin \psi \sin \phi$ $+ a^2 \cos^2 \psi (2 - 2 \cos \phi) + a^2 \sin^2 \psi (2 - 2 \cos \phi)$
Allgemeiner Filter mit Amplitudenschwächung $(\theta = \psi = 0)$	$I = b^2 + ba(2 \cos \phi - 2) + a^2 \cos^2 \psi (2 - 2 \cos \phi)$
Allgemeiner Filter mit Phasenverzögerung $(b = a = 1)$	$I = 1 + \cos \theta \cos \psi (2 \cos \phi - 2) + \sin \theta \sin \psi (2 \cos \phi - 2)$ $+ 2 \sin \theta \cos \psi \sin \phi - 2 \cos \theta \sin \psi \sin \phi$ $+ \cos^2 \psi (2 - 2 \cos \phi) + \sin^2 \psi (2 - 2 \cos \phi)$
Amplitudenschwächung der 0. Ordnung $(a = 1, \theta = \psi = 0)$	$I = b^2 + b(2 \cos \phi - 2) + (2 - 2 \cos \phi)$
Phasenverzögerung der 0. Ordnung $(b = a = 1, \psi = 0)$	$I = 1 + \cos \theta (2 \cos \phi - 2) + 2 \sin \theta \sin \phi + (2 - 2 \cos \phi)$
Feld-Absorptionsfilter $(b = 1, \theta = \psi = 0)$	$I = 1 + a(2 \cos \phi - 2) + a^2(2 - 2 \cos \phi)$
Feld-Phasenfilter $(a = b = 1, \theta = 0)$	$I = 1 + \cos \psi (2 \cos \phi - 2) - 2 \sin \psi \sin \phi$ $+ \cos^2 \psi (2 - 2 \cos \phi) + \sin^2 \psi (2 - 2 \cos \phi)$

4 Herstellung von DOEs mittels interferometrischen Phasenkontrastverfahren

4.1 Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastes zur Herstellung holographischer Elemente

In diesem Abschnitt wird die Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens zur Belichtung von Holographieplatten diskutiert [61]. Dazu sind in Bild 4.1 zwei unterschiedliche Experimente dargestellt. Im ersten Experiment wurde für das Objekt *Ringe* ein Computer generiertes Hologramm (Kinoform-CGH¹) berechnet und anschließend an den LCoS adressiert (siehe Bild 4.1 (a1)). Die Qualität des Beugungsbildes ist in Bild 4.1 (a2) abgebildet. Die Intensitätsverteilung, die aus der Interferenz von Objekt- und Referenzwelle im interferometrischen Phasenkontrastverfahren entsteht, wurde mittels Hologrammplatten² bei einer Wellenlänge von 543,5 nm aufgezeichnet. Im unteren Teil von Bild 4.1 wird das entwickelte Hologramm mit einem aufgeweiteten Laserstrahl der Wellenlänge von 543,5 nm belichtet. Bild 4.1 (a3) zeigt das rekonstruierte Beugungsbild vom Objekt *Ringe*. Die Qualität des Beugungsbildes ist im Vergleich zum Original (Bild 4.1 (a2)) subjektiv vermindert. Da das aufgezeichnete Hologramm ein Amplitudenhologramm ist, nimmt die Beugungseffizienz ab und die Intensität in der 0. Beugungsordnung zu [101, Seite 55].

Als zweites Objekt wurde der *Halbring* in Bild 4.1 (b1) verwendet. Das Beugungsbild zu dem berechneten CGH wird in Bild 4.1 (b2) gezeigt.

¹Als Kinoform-CGH werden in dieser Arbeit alle mehrstufigen Phasengitter bezeichnet, die eine komplexe Objektwellenfront generieren [92].

²Es handelt sich um die Hologrammplatten VRP-M der Firma Topag. Die Hologrammplatte besteht aus einer Glasplatte und einer Emulsion auf Basis von Silberhalogenid [100].

Im Vergleich zum gewünschten Beugungsbild, taucht im unteren Bereich ein kaum sichtbarer zweiter Halbring auf. Dieser Halbring ist das Zwillingsbild zum oberen Halbring. Das Erscheinen des unteren Halbrings ist durch ein nicht perfektes Regenerieren des Kinoform-CGHs mittels LCoS zu erklären. Mit Hilfe der Referenzwelle wurde das Objekt *Halbring* ebenfalls auf einer Hologrammplatte aufgezeichnet. Das rekonstruierte Beugungsbild ist in Bild 4.1 (b3) zu sehen. Im Gegensatz zum Beugungsbild von Bild 4.1 (b2), ist im Beugungsbild von Bild 4.1 (b3) das Zwillingsbild deutlich erkennbar. Aus dem Halbring wird ein ganzer Ring. Das Intensitätsverhältnis von gewünschtem Beugungsbild und Zwillingsbild ist gleich. Die Erscheinung des Zwillingsbildes ist nicht verwunderlich, da der interferometrische Phasenkontrastaufbau einen on-line Holographie Versuchsaufbau mit Abbildung beziehungsweise einen on-axis Fourier-Holographie Versuchsaufbau darstellt [102, 103]. Die cosinusförmige Phase-zu-Intensität Umwandlung von Gleichung (8) führt daher erwartungsgemäß zu einem Zwillingsbild [93, Seite 157]. Bei dem Objekt *Ringe* gibt es ebenfalls ein Zwillingsbild, jedoch liegt dieses exakt auf dem gewünschten Beugungsbild. Somit kann das interferometrische Phasenkontrastverfahren genutzt werden, um holographisch optische Elemente mit axial-symmetrischen Beugungsbildern herzustellen. Die Aufzeichnung weiterer Hologramme bei unterschiedlichem Gangunterschied δ zwischen den beiden interferierenden Wellen hat keinen Einfluss auf die Qualität des rekonstruierten Beugungsbildes.

4.2 Anpassung der Phasenverteilung für eine lineare Phase-zu-Intensitätsabbildung

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, führt die cosinusförmige Phase-zu-Intensität Umwandlung bei Aufnahme eines Amplitudenhologramms zu einem Zwillingsbild bei der Rekonstruktion. Zur Steigerung der Beugungseffizienz soll anstelle des Amplitudenhologramms das In-

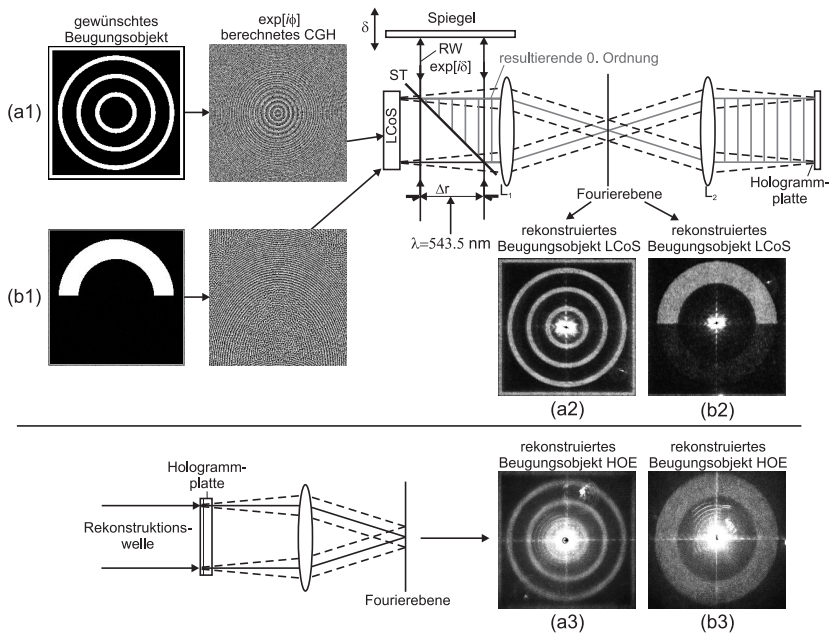


Bild 4.1: Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens zur Herstellung holographisch optischer Elemente (Erklärung siehe Text).

tensitätsmuster in Photoresist belichtet werden. Nach der Entwicklung des belichteten Photolacks entsteht ein DOE mit analogem Oberflächenprofil. Um jedoch beliebige DOEs ohne die Beschränkung auf axialsymmetrische Beugungsbilder herzustellen, muss die cosinusförmige Phase-zu-Intensität Abhängigkeit beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren beseitigt oder umgangen werden. In diesem Abschnitt wird dazu ein Algorithmus erläutert, mit dem jedes beliebige Intensitätsprofil für die Photolackbelichtung generiert werden kann.

Wird der LCoS im Belichtungsaufbau des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens mit der Phasenverteilung von Bild 4.2 (a) angesteuert, so ergibt sich für den Gangunterschied von $\delta = \pi$ die cosinusförmige

ge Intensitätsverteilung von Bild 4.2 (b). Die Intensitätsverteilung von Bild 4.2 (b) wurde mit einem Computerprogramm berechnet, welches die cosinusförmige Phase-zu-Intensität Umwandlung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens berücksichtigt (siehe Bild 4.3). Mit Hilfe einer Anpassung der Phasenverteilung in der Objektebene kann jedoch der gewünschte Intensitätsverlauf der Fresnellinse in der Bildebene erreicht werden.

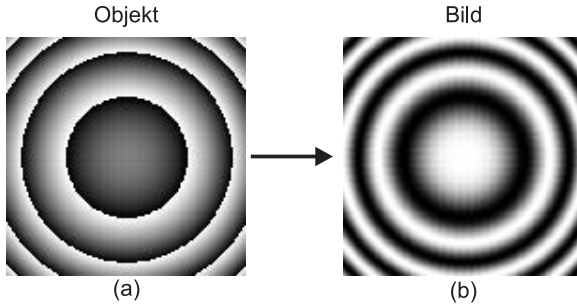


Bild 4.2: Cosinusförmiges Abbilden der Phasenverteilung: (a) ge-blaze-te Fresnellinse in der Objektebene (Phasenstufen über Grauwerte dargestellt); (b) Intensitätsverlauf der Fresnellinse in der Bildebene (Computersimulation).

Die Ableitung eines Algorithmus für die Anpassung erfolgt aus Bild 4.3. Es zeigt den gewünschten linearen Intensitätsverlauf sowie die Intensitätskurve des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens für einen Gangunterschied $\delta = \pi$. Beide Intensitätsverläufe erreichen die selben Intensitätswerte jedoch bei unterschiedlichen Phasenstufen ϕ . Um nun mit dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren die cosinusförmige Abbildung der Phasenverteilung zu verhindern, darf die Phasenverteilung nur Phasenwerte zwischen $0 \leq \phi \leq \pi$ besitzen. Es ist somit eine Transformation der Phasestufe ϕ_1 in die Phasestufe ϕ_2 notwendig. Diese Transformation kann mathematisch über das Gleichsetzen des linearen Intensitätsverlaufs mit der Intensitätskurve des interferometri-

schen Phasenkontrastverfahrens für $\delta = \pi$ berechnet werden:

$$\begin{aligned} \text{circ} \left(\frac{r'}{\Delta r} \right)^2 \left(\frac{2}{\pi} \phi_1 \right) &= \text{circ} \left(\frac{r'}{\Delta r} \right)^2 (2 + 2 \cos [\phi(x', y') - \pi]) \\ \frac{2}{\pi} \phi_1 &= 2(1 - \cos \phi_2) \end{aligned} \quad (48)$$

Mit Gleichung (48) ergibt sich der Zusammenhang zwischen ϕ_2 und ϕ_1 wie folgt:

$$\phi_2 = \arccos \left(1 - \frac{\phi_1}{\pi} \right) \quad (49)$$

Die Anpassung der Phasenverteilung $\phi(x, y)$ kann nun mit Hilfe der Gleichung (49) durchgeführt werden. Bild 4.4 (a) zeigt die mit Gleichung (49) adaptierte Phasenverteilung für die Fresnellinse von Bild 4.2 (a). Mit einer Computersimulation kann in Bild 4.4 (b) gezeigt werden, dass diese angepasste Phasenverteilung zu der gewünschten Intensitätsverteilung beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren führt. Für die Photolackbelichtung muss jedoch eine inverse Intensitätsverteilung verwendet

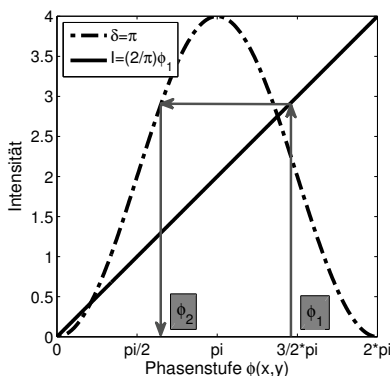


Bild 4.3: Skizze zum Verfahren der Phasenadaptation.

werden, da sonst nach dem Entwickeln des belichteten Photolacks nicht die gewünschte Phasenstruktur erzeugt wird. Aus Abschnitt 2.2 ist bekannt, dass die Intensitätskurve mit einem Gangunterschied von $\delta = 0$, die invertierte Kurve zu einem Gangunterschied von $\delta = \pi$ ist. Somit wird durch ein Verschieben des Referenzspiegels um π die invertierte Intensitätskurve erscheinen. Durch das Gleichsetzen des invertierten linearen Intensitätsverlaufs mit der Intensitätskurve des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens für $\delta = 0$ wird deutlich, dass die Gleichung (49) auch in diesem Fall gültig ist:

$$\begin{aligned} \text{circ} \left(\frac{r'}{\Delta r} \right)^2 \left(-\frac{2}{\pi} \phi_1 + 4 \right) &= \text{circ} \left(\frac{r'}{\Delta r} \right)^2 (2 + 2 \cos [\phi(x', y') - 0]) \\ -\frac{2}{\pi} \phi_1 + 4 &= 2(1 + \cos \phi_2) \end{aligned} \quad (50)$$

Nach Umstellen der Gleichung (50) nach ϕ_2 folgt:

$$\phi_2 = \arccos \left(1 - \frac{\phi_1}{\pi} \right) \quad (51)$$

Das Ergebnis der Gleichung (51) ist identisch zu dem Ergebnis in Gleichung (49). Daraus folgt, dass die berechnete Phasenverteilung von Bild 4.4 (a) für die Photolackbelichtung genutzt werden kann, wenn der Referenzspiegel um π verschoben wird. Das Bild 4.4 (a) erst zu invertieren und dann die angepasste Phasenverteilung mit Gleichung (49) zu berechnen, ist ebenfalls machbar.

Der Vorteil der Phasenanpassung ist die Reduzierung der notwendigen Phasenmodulation einer Objektwellen auf Phasenwerte zwischen $0 \leq \phi \leq \pi$. Somit wird der Freiheitsgrad bei der Auswahl des Phasenmodulators erhöht, da die Belichtungswellenlänge nur in diesem Bereich in ihre Phase moduliert werden muss. Ein Nachteil wiederum ist die Tatsache, dass durch die Transformation mehr Phasenwerte im Bereich von

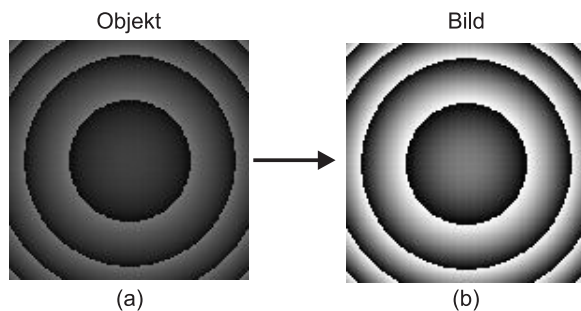


Bild 4.4: Verhindern der cosinusförmigen Abbildung der Phasenverteilung: (a) angepasste Phasenverteilung der ge-blaze-ten Fresnellinse in der Objektebene; (b) Intensitätsverlauf der Fresnellinse in der Bildebene (Computersimulation).

$0 \leq \phi \leq \pi$ angesteuert werden müssen. Phasenmodulatoren können die Phasenwerte nur stufenweise erzeugen. Daher ist ein Phasenmodulator mit hoch auflösenden Phasenstufen notwendig.

4.3 Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastes zur Herstellung einer Fresnellinse

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie die Phasen Anpassung beim interferometrischen Phasenkontrast zur Herstellung einer Fresnellinse genutzt werden kann. Im Abschnitt 4.3.1 wird dazu zunächst ein Belichtungsaufbau beschrieben, bei dem mittels LCoS die angepasste Phasenverteilung der Objektwelle flexibel erzeugt werden kann. Anschließend wird in Abschnitt 4.3.2 die Generierung der Phasenverteilung mittels detour-Phase Hologramm diskutiert.

4.3.1 Erzeugung des Phasenobjektes mittels Phasenmodulator

In Bild 4.5 ist dargestellt, wie der LCoS mit einem Feld von Fresnellinsen mit angepasster Phasenverteilung adressiert wird. In diesem Versuchsaufbau handelt es sich um den LCoS LC-R 3000 der Firma Holoeye (siehe Bild 4.6 (a)). Der LCoS besitzt eine aktive spiegelnde Fläche von $18,24 \text{ mm} \times 11,40 \text{ mm}$ und eine Pixelauflösung von 1920×1200 [104, 105]. Das entstehende Interferenzbild in der Bildebene beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren wurde mit einer Kamera aufgenommen. Bild 4.5 (b) zeigt das Kamerabild mit dem Feld von Fres-

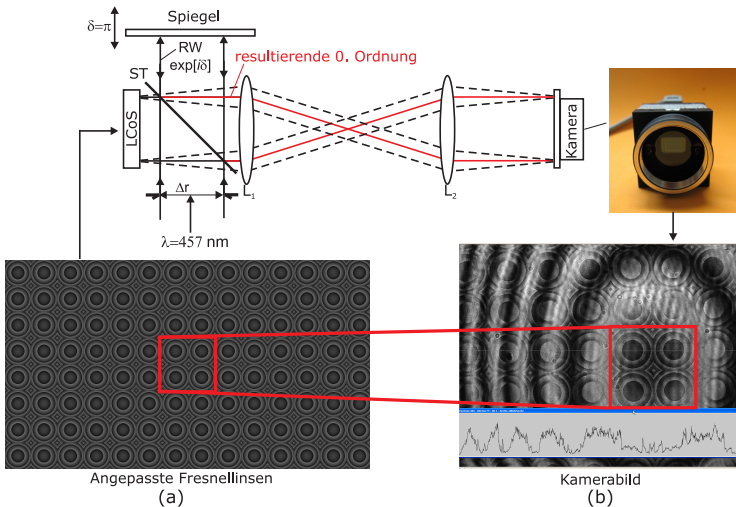


Bild 4.5: Interferometrisches Phasenkontrastverfahren: (a) Ansteuerung des LCoS mit einem Feld von Fresnellinsen; (b) Kamerabild in der Bildebene.

nellinsen, die zusätzlich von Interferenzstreifen überlagert werden. Da die entstehende Intensitätsverteilung in der Bildebene nicht vollständig auf den CDC-Chip der Kamera passte, kann nur ein Ausschnitt vom gesamten Bild gezeigt werden. Das rote Viereck in Bild 4.5 (a) mar-

kiert die Mitte des Feldes der Fresnellinsen. Wie in Bild 4.5 (b) deutlich wird, erscheinen nur um den Mittelpunkt der Abbildung die vier Fresnellinsen mit der gewünschten Intensitätsverteilung. Die restlichen Linsen sind von Interferenzstreifen überlagert oder die Intensitätsverteilung der jeweiligen Fresnellinse ist invertiert. Um diesen Effekt deuten zu können, wurde die Oberfläche des verwendeten LCoS mittels Laser-Interferometer der Firma Zygo Corporation vermessen [106].

In Bild 4.6 (b) ist das Ergebnis der Oberflächenvermessung für den LCoS von Bild 4.6 (a) dargestellt. Wie dem Screenshot der Auswertungssoftware *Metro Pro* entnommen werden kann, gibt es eine sphärische Krümmung der Oberfläche mit einen Peak-to-Valley Wert von $PV \approx 3,58 \mu\text{m}$. Aufgrund dieser Krümmung ist die 0. Ordnung der Objektwelle nicht mehr planar¹. Im Gegensatz ist die Oberflächenkrümmung des Referenzspiegels kleiner $\lambda/20$, sodass hierbei von einer ebenen Referenzwelle ausgegangen werden kann. Diese ebene Referenzwelle interferiert mit der gekrümmten 0. Ordnung der Objektwelle. Der Gangunterschied zwischen den beiden interferierenden Wellen ist dadurch

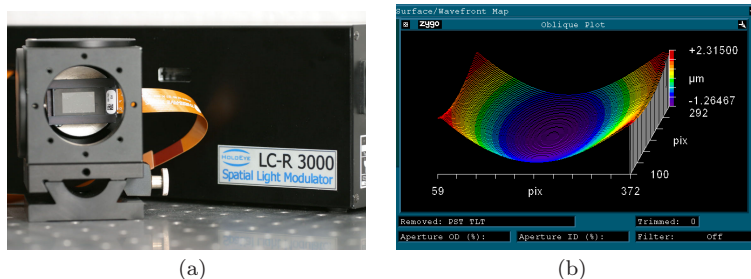


Bild 4.6: LCoS LC-R 3000: (a) LCoS-Element mit Steuereinheit im Hintergrund; (b) Screenshot von Software MetroPro (Zygo Corporation) zur Auswertung der Oberflächenverkrümmung des LCoS.

¹zu beachten in Bild 4.6 (b): Die Einheit Pix an der $x-y$ -Achse steht für die Anzahl der Pixel der Messkamera, mit der das Interferenzbild aufgenommen worden ist.

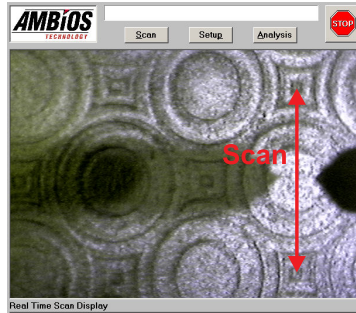
vom Ort abhängig. Folglich gibt es für jeden Punkt des interferierenden Wellenfeldes eine andere Phase-zu-Intensitätsabbildung. Dies erklärt, warum bestimmte Fresnellinsen oder Teile von ihnen invertiert zu den vier Fresnellinsen in der Mitte sind. Die Interferenzstreifen entstehen optisch aus der Kontrastumkehr zwischen invertierter und nicht invertierter Fresnellinse. Da um den Mittelpunkt des LCoS nur eine geringe Krümmung vorliegt, haben die vier Fresnellinsen in Bild 4.5 (b) in etwa den gleichen Intensitätsverlauf. Da die Verkrümmung des LCoS größer ist als die mögliche Phasenmodulation des LCoS selbst, kann die Verkrümmung nicht durch eine gezielte Phasenansteuerung kompensiert werden. Um den Effekt der Krümmung zu umgehen, muss daher ein CGH ermittelt werden, welches die Wellenfront der 0. Beugungsordnung wieder eben macht. Von Lopéz et. al. wurde vorgeschlagen, dieses CGH iterativ zu bestimmen [107]. Mittels des Shack-Hartmann-Sensors wird die durch den LCoS hervorgerufene Phasenverzerrung gemessen und ein mögliches CGH zum Beseitigen dieser Phasenverzerrung berechnet. Der LCoS wird im Anschluss mit dem berechneten CGH angesteuert. Die resultierende Phasenverzerrung der Oberflächenkrümmung des LCoS in Kombination mit dem CGH wird wieder gemessen und ein neues CGH berechnet. Nach mehrmaligem Wiederholen dieser Prozedur konnte ein CGH ermittelt werden, welches das Problem der Phasenverzerrung für einen LCoS aus dem Sortiment der Firma Holoeye annähernd beseitigt. Jedoch stand für die Vermessung der Phasenverzerrung kein Shack-Hartmann-Sensor zur Verfügung, sodass eine Lösung dieses Problems im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war. Daher wurden für den Belichtungsversuch nur die vier Fresnellinsen aus der Mitte der Intensitätsverteilung herangezogen.

Für die Photolackbelichtung wurde ein Argon-Ionen Laser¹ der Firma Melles Griot verwendet. Es handelt sich hierbei um einen Laser mit

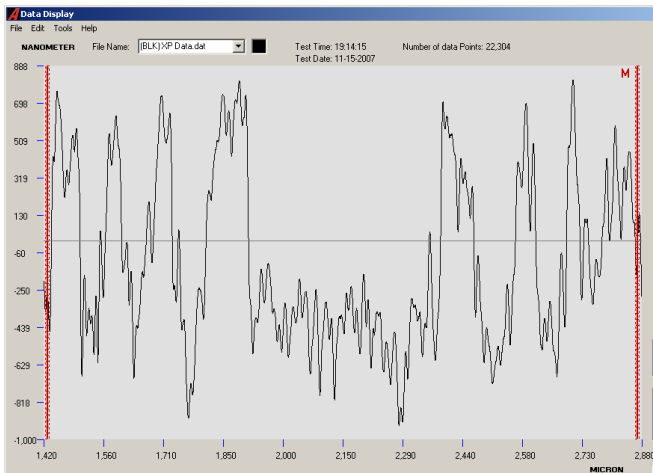
¹Bezeichnung Laser: 543-AP-A01

verstellbarer Wellenlänge. Die Belichtungswelle des Lasers wurde auf $\lambda = 457 \text{ nm}$ eingestellt. Diese Wellenlänge resultiert aus der Verwendung des Photolacks SX AR-P 3500/6 der Firma Allresist [108]. Hierbei handelt es sich um einen Experimental-Photolack, der von der Firma Allresist extra für die holographische Lithographie konzipiert wurde. In der Diplomarbeit von Hoffman (2005) wurde für diesen Photolack, bei einer Belichtungswellenlänge von $\lambda = 457 \text{ nm}$, eine lineare $d(E)$ -Kurve gemessen [109]. Eine lineare $d(E)$ -Kurve ist eine wichtige Voraussetzung für die analoge Lithographie [110]. Um das gewünschte Intensitätsprofil der Fresnellinse im Photolack zu erhalten, musste der Referenzspiegel um π verschoben werden. Wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wurde, kann so das notwendige inverse Intensitätsprofil erzielt werden. Nach diesem Justageprozess wurde die Kamera in der Bildebene entfernt. Anschließend erfolgte die Belichtung eines 3 Zoll Glaswafers, der mit dem Photolack SX AR-P 3500/6 beschichtet wurde. Die Belichtungszeit musste so gewählt werden, dass die notwendige Schwelldosis der $d(E)$ -Kurve des Photolacks erreicht wird. Bei einer gemessenen Intensität von $35 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ und einer Schwelldosis des Photolacks von $110 \text{ mJ}/\text{cm}^2$, ergab sich eine minimale Belichtungszeit von $\sim 53 \text{ min}$. Um die Ausbildung eines ge-blaze-ten Oberflächenprofils zu erreichen, wurde aufgrund des geringen Anstiegs der $d(E)$ -Kurve eine Belichtungszeit von 100 min gewählt [111]. In Bild 4.7 (a) zeigt ein Screenshot der Profilometer-Software den entwickelten Photoresist nach der Belichtung. Aufgrund der Herstellung eines Phasenelementes ist eine ge-blaze Struktur mit der Kamera des Profilometers nicht zu erkennen. Bild 4.7 (b) zeigt das Oberflächenprofil für den mit rot angedeuteten Scan in Bild 4.7 (a). Es wird in dem Scan deutlich, dass eine ge-blaze-te Struktur vorliegt. Jedoch ist das Profil stark verrauscht, wie schon in Bild 4.7 (a) zu erahnen war. Als Problem bei diesem Versuch sind eindeutig die langen Belichtungszeiten zu erwähnen. Eine höhere Ausgangsleistung reduziert die Belichtungszeit und kann somit die Umwelteinflüsse wie Schwingung

und Temperaturschwankungen verringern. Des Weiteren führt die Gitterstruktur zwischen den einzelnen Pixeln¹ beim LCoS zu ungewünschten Beugungseffekten. Dieses zusätzliche gebeugte Licht führt wiederum



(a)



(b)

Bild 4.7: Versuchsergebnis zur Herstellung von Fresnellinsen mittels interferometrischen Phasenkontrast: (a) Glaswafer mit Photolack nach der Belichtung; (b) Profilometerscan [112].

¹Der LCoS LC-R 3000 hat einen Füllfaktor von 91% [113].

zu störenden Interferenzerscheinungen in der Bildebene. Diese werden bei der Belichtung mit in den Photolack übertragen.

Ziel des dargestellten Experimentes war es, die Herstellung von DOEs unter Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens zu demonstrieren. Von einer Optimierung der Ergebnisse wurde jedoch abgesehen, da die Priorität der vorliegenden Arbeit auf der Untersuchung der Möglichkeiten des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens liegt. Demzufolge soll an dieser Stelle das erreichte Ergebnis mit nicht zufriedenstellender Oberflächenqualität ausreichen. Im folgenden Abschnitt wird als Modifizierung des interferometerischen Phasenkontrastverfahrens die Objektwelle mittels detour-Phase Hologramm erzeugt. In diesem Abschnitt soll noch kurz auf die Gemeinsamkeiten zur *maskless lithography* eingegangen werden. Wie in der Einleitung dieser Arbeit bereits erwähnt wurde, gibt es Bestrebungen, das LCoS Display für die Photolackbelichtung zu verwenden. Dabei wird die variable Intensitätsverteilung in der Bildebene über Polarisationsfilter anstatt einer Referenzwelle erreicht. Bei dieser Anordnung ist zeitlich kohärentes Licht für die Belichtung nicht notwendig und somit können störende Interferenzeffekte reduziert werden. Ein Problem jedoch ist die Abhängigkeit von Polarisationsfiltern, die es nur begrenzt für UV-Wellenlängen¹ gibt [37]. Das interferometrische Phasenkontrastverfahren konzentriert sich auf die Möglichkeiten der Herstellung von DOEs durch die Interferenz von Objekt- und Referenzwelle. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, ist die Modellierung der Objektwelle nicht nur mittels SLMs möglich. Somit können die durch den SLM hervorgerufen Interferenzeffekte umgangen werden.

¹ Aufgrund geringer Beugung und hoher Empfindlichkeit des Photolacks in dem UV-Wellenlängenbereich, hat sich in der Lithographie die Verwendung von UV-Licht durchgesetzt.

4.3.2 Erzeugung des Phasenobjektes mit dem detour-Phase Hologramm

Die Anwendung eines detour-Phase Hologramms weicht von dem bisherigen Belichtungsaufbau ab, da das detour-Phase Hologramm im Vergleich zu den bisher diskutierten Kinoform-CGHs ein anderes Beugungsverhalten aufweist. Mit Bild 4.8 wird zunächst die Phasenkodierung des detour-Phase Hologramms diskutiert. Bild 4.8 (b) zeigt einen Ausschnitt des angepassten Phasenprofils der Fresnellinse, veranschaulicht über Grauwerte. Dieser Ausschnitt besteht aus 10×10 Pixeln. In Bild 4.8 (c) ist das berechnete detour-phase Hologramm für den Ausschnitt aus Bild 4.8 (b) dargestellt. Wie zu sehen ist, wird aus einem mehrstufigen Element ein binäres Gitter mit verschobenen Gitterlinien [114–117]. Dieses binäre Gitter verhält sich wie ein normales Beugungsgitter und erzeugt mehrere Beugungsordnungen in der Fourierebene. Jedoch kommt es durch die einzelnen verschobenen Gitterlinien zu örtlich unterschiedlichen Phasen in den einzelnen Beugungsordnungen. Mit dieser Verschiebung der Gitterlinien kann die Phase in den Beugungsordnungen kontrolliert werden. Anstelle eines einzelnen Beugungsbildes, gibt es beim detour-Phase Hologramm mehrere Beugungsbilder in den jeweiligen Beugungsordnungen (siehe Bild 4.9). Im Gegensatz zur absoluten Phasenkodierung des Kinoform-CGHs mit einem Pixel-pro-Phasenwert, werden für das detour-Phase Hologramm aufgrund der Verschiebung von transparenten Gitterlinien¹ mehrere Pixel-pro-Phasenwert benötigt. Für das in Bild 4.8 (c) dargestellte detour-Phase Hologramm werden 260 Pixel benötigt, da das Kinoform-CGHs aus Bild 4.8 (b) mit 26 Kodierungsstufen umgewandelt wurde. Die Phasenwerte des Kinoform-CGHs werden dazu in 26 Phasenwerte aufgeteilt. Bei der Umwandlung einer Phasenverteilung in ein detour-Phase Hologramm muss also ein Kompromiss zwischen notwendigen Phasenstufen und Ausdehnung

¹Die transparenten Gitterlinien sind die weiß ausgefüllten Bereiche in Bild 4.8 (c).

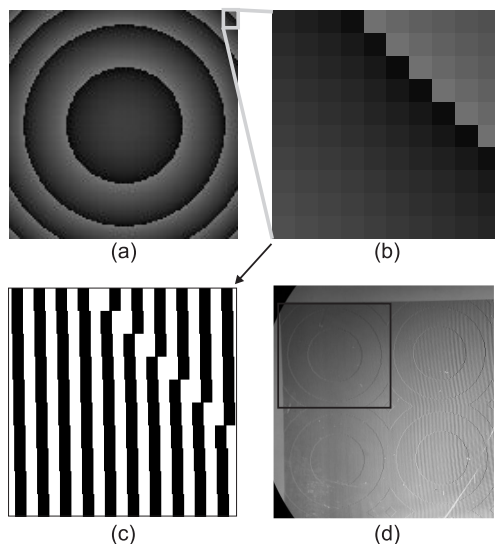


Bild 4.8: Vergleich Kinoform-CGH mit detour-Phase Hologramm: (a) angepasstes Phasenprofil der Fresnellinse; (b) vergrößerter 10×10 Pixel Ausschnitt von (a); detour-Phase Hologramm (260×260 Pixel) zu dem Ausschnitt von (b); (c) Glaswafer mit beschichteten detour-Phase Hologramme (Beschichtung: Aluminium; Phasenobjekt: angepasste Fresnellinsen).

des detour-Phase Hologramms gefunden werden. Natürlich könnte das detour-Phase Hologramm an einen LCoS adressiert werden. Aufgrund des hohen Bedarfs an Pixeln müssen die Phasenwerte bei der Umwandlung reduziert werden. In Bild 4.9 ist das detour-Phase Hologramm zum einen mittels LCoS und zum anderen mittels Lithographiemaske implementiert worden. Dabei wurde der LCoS mit nur einem detour-Phase Hologramm angesteuert, da die Pixelauflösung des verwendeten Lichtmodulators nicht mehr ermöglichte. Im Gegensatz dazu befinden sich auf der Lithographiemaske mehrere detour-Phase Hologramme des gleichen Phasenobjektes nebeneinander. Diese Anordnung führt zu besserer Qualität im resultierenden Beugungsbild der 1. Beugungsordnung

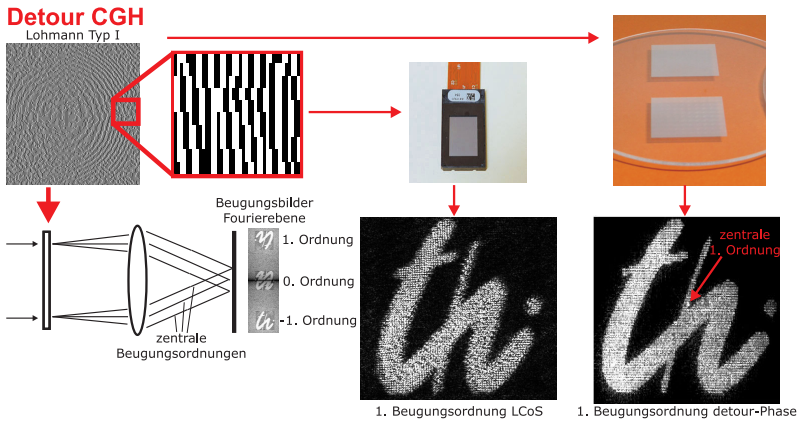


Bild 4.9: Beugungsverhalten des detour-Phase Hologramms (Erklärung siehe Text).

in der Fourierebene. Aufgrund der erläuterten Probleme mit dem LCoS (Oberflächenkrümmung, Füllfaktor), soll nun die Objektwelle im interferometrischen Phasenkontrastaufbau über das detour-Phase Hologramm erzeugt werden.

Bild 4.10 zeigt den modifizierten interferometrischen Phasenkontrastaufbau, mit dem detour-Phase Hologramm zur Gewinnung der Objektwelle. Wie im Bild 4.10 zu sehen ist, werden alle außer die 1. Beugungsordnung mittels Filter absorbiert. Da die angepasste Phasenverteilung in jeder Beugungsordnung steckt, darf nur ein Beugungsbild als Objektwelle genutzt werden. Die anderen Beugungsordnungen müssen in der Fourierebene gefiltert werden. Im Vergleich zum bisher diskutierten interferometrischen Phasenkontrastverfahren ist somit die Interferenz der Referenzwelle mit der 0. Ordnung nicht möglich. Jedoch generiert das detour-Phase Hologramm viele Objektwellen, die jeweils eine zentrale Beugungsordnung besitzen. Im Vergleich zum Kinoform-CGH entspricht diese zentrale Beugungsordnung einer 0. Beugungsordnung in jeder generierten Objektwelle. Zur besseren Verdeutlichung der zen-

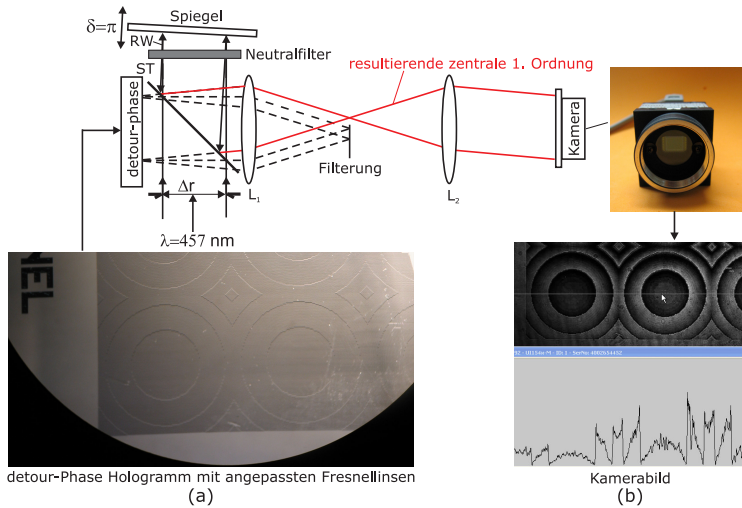


Bild 4.10: Interferometrisches Phasenkontrastverfahren mit detour-Phase Hologramm: (a) Phasenobjekt: angepasste Fresnellinsen (Mikroskopbild des Glaswafers); (b) Kamerabild in der Bildebene.

tralen Beugungsordnung wird in Bild 4.11 (a) ein detour-Phase Hologramm dargestellt, welches für eine örtlich homogene Phasenverteilung berechnet wurde. Wie dem Bild entnommen werden kann, ist das berechnete detour-Phase Hologramm ein einfaches Beugungsgitter ohne örtlich verschobene Gitterlinien. Das Beugungsverhalten des Beugungsgitters ist über die zentralen Beugungsordnungen im unteren Teil von Bild 4.11 (a) skizziert worden. Dem einfachen Beugungsgitter gegenübergestellt, ist das Beugungsverhalten eines detour-Phase Hologramms mit modulierten Gitterlinien (siehe Bild 4.11 (b)). Die Modulation der Gitterlinien, welche die Phaseninformationen kodieren, führt zu weiteren Beugungsordnungen im Umfeld der zentralen Beugungsordnung. In Bild 4.11 (b) ist zum Zwecke der Übersichtlichkeit diese Modulation nur für die zentrale 1. Beugungsordnung dargestellt. Die Beugungsordnungen in unmittelbarer Nähe zur zentralen 1. Beugungsordnung

formen das Beugungsbild, welches hier dem Logo der TU Ilmenau entspricht. In Bild 4.9 ist in dem Beugungsbild des detour-Phase Hologramms (Glaswafer) ein heller Punkt in der Mitte des Logos zu sehen. Dieser helle Punkt stellt die zentrale 1. Beugungsordnung dar. Eigentlich ist dieser Punkt im Beugungsbild unerwünscht, jedoch entsteht dieser aufgrund von Fertigungsfehlern bei der Herstellung des detour-Phase Hologramms. Das detour-Phase Hologramm wurde mittels e-beam Lithography auf eine Chrommaske geschrieben und auf einen Glaswafer mit Aluminiumbeschichtung repliziert. Bei dieser Abformung kam es bei dem detour-Phase Hologramm von Bild 4.9 zu abgerundeten Kanten der Gitterlinien, die in diesem Fall zu der zentralen 1. Beugungsordnung führen. Auch wenn diese zentrale 1. Beugungsordnung unerwünscht ist, so verdeutlicht sie doch das Gedankenexperiment von Bild 4.11. Im Falle eines perfekt gefertigten detour-Phase Hologramms wird es jedoch keine zentrale Beugungsordnung im Beugungsbild geben, es sei denn die zentrale Beugungsordnung ist Bestandteil des Beugungsbildes. In dieser Situation stellt der Mittelpunkt des Beugungsbildes die zentrale Beugungsordnung dar¹.

Im Bild 4.10 ist zu sehen, wie die Referenzwelle auf die zentrale Beugungsordnung justiert wird. Als detour-Phase Hologramm wurden die angepassten Fresnellinsen verwendet. Da die reflektierte 1. Beugungsordnung des detour-Phase Hologramms eine geringere Intensität als die Referenzwelle aufweist, wurde mittels Neutralfilter die Referenzwelle geschwächt. In der Bildebene hatten die Objekt- und Referenzwelle annähernd die gleiche Intensität. Im Kamerabild von Bild 4.10 (b) ist ein Teil des entstehenden Intensitätsprofils in der Bildebene zu sehen. Das ge-blaze-te Oberflächenprofil ist im Intensitätsschnittbild deutlich zu erkennen². Die Intensitätsverteilung der Fresnellinse, welche über ein

¹Zur Grobjustage wird die 0. Ordnung der Referenzwelle auf den Mittelpunkt des Beugungsbildes gerichtet. Die Feinjustage erfolgt in der Bildebene so, dass das erwünschte Intensitätsprofil ohne Interferenzstreifen erscheint.

²Die ansteigende Intensität von links nach rechts im Schnittbild, resultiert aus der

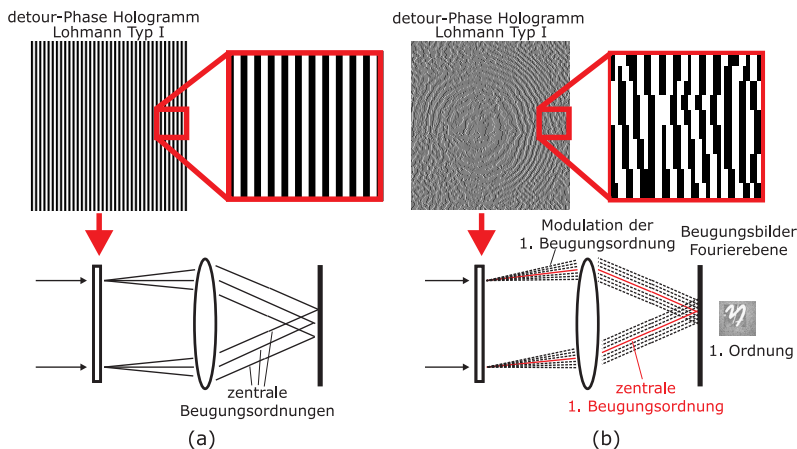


Bild 4.11: Modell zur zentralen Beugungsordnung: (a) einfaches Beugungsgitter; (b) detour-Phase Hologramm mit dem Logo der TU Ilmenau als Beugungsbild.

einfach herzustellendes binäres Amplitudengitter kodiert wurde, konnte mittels Referenzwelle wieder entschlüsselt werden.

Zur Belichtung eines mit Photolack SX AR-P 3500/6 beschichteten Glaswafers wurde das inverse Intensitätsprofil verwendet. Dies wurde mittels Verschiebung des Referenzspiegels um $\delta = \pi$ erreicht. Aufgrund einer höheren Ausgangsleistung des Lasers, wurde in der Bildebene eine höhere Intensität erzielt (200 mW/cm^2). Somit konnte die Belichtungszeit auf 4 min reduziert werden [118]. Nach der Belichtung wurde der Photoresist 30 s lang entwickelt. Bild 4.12 zeigt den Screenshot der Profilometersoftware mit dem entwickelten Glaswafer. In Bild 4.13 ist der Profilometerscan für die Scanrichtung (a) und (b) dargestellt. Im Vergleich zum Belichtungsexperiment mit Kinoform-CGH und LCoS, tritt nun das ge-blaze-te Oberflächenprofil deutlich zum Vorschein (siehe Abschnitt 4.3.1, Bild 4.7). Das Oberflächenprofil ist im Allgemeinen nicht

Intensitätsverteilung des Laserstrahls (Gaußverteilung).

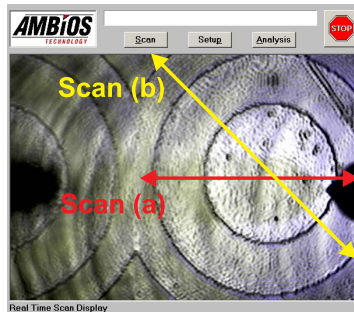


Bild 4.12: Versuchsergebnis zur Herstellung von Fresnellinsen mittels interferometrischen Phasenkontrast und detour-Phase Hologramm: Glaswafer mit Photolack nach der Belichtung [112].

so stark verrauscht, wie schon im Bild 4.12 zu erkennen ist. Das reduzierte Rauschen im ge-blaze-ten Oberflächenprofil ist im Wesentlichen auf das Abblenden der anderen Beugungsordnungen zurückzuführen. Störende Interferenzeffekte, die zum Beispiel durch den Strahlteiler verursacht werden, erreichen durch die Filterung nicht die Bildebene. Somit wird eine „saubere“ Intensitätsverteilung in der Bildebene erzielt.

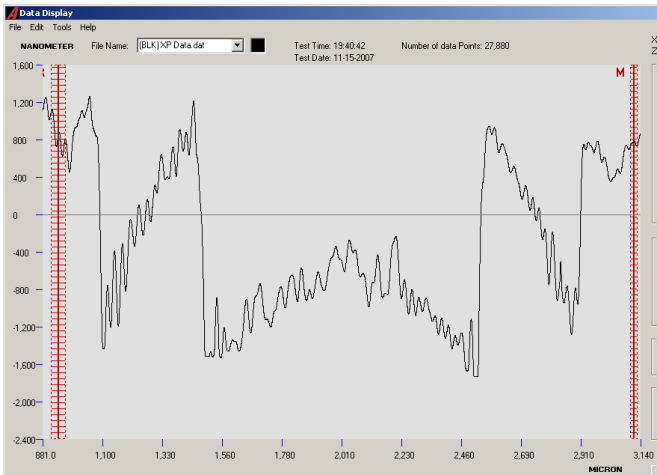
Das gezeigte Experiment zur Herstellung eines DOEs mit dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren unter Anwendung eines detour-Phase Hologramms wurde mit einem einfachen 2 Linsen Versuchsaufbau ($4 - f$ System) umgesetzt. Die Belichtung wurde in einem Optik-Labor und nicht im Reinraum durchgeführt. Des Weiteren standen keine Mittel zur Homogenisierung des Laserstrahls zur Verfügung. Daher ist das erreichte Ergebnis unter den vorhandenen Versuchsbedingungen äußerst zufrieden stellend. Wie bereits erwähnt, ist es nicht das Ziel dieser Arbeit das Versuchsergebnis zu optimieren, sondern vielmehr die Möglichkeiten des interferometrischen Phasenkontrastes aufzuzeigen. Es gibt viele Variablen, deren optimale Anpassung das Ergebnis noch entscheidend verbessern können. Dabei spielt insbesondere der verwendete Photolack

eine entscheidende Rolle, da die $d(E)$ -Kurve über die Entwicklungszeit oder Entwicklerkonzentration fundamental beeinflusst werden kann. Eine Homogenisierung des Laserstrahlprofils, sowie Versuche im Reinraum könnten das Ergebnis maßgeblich verbessern [1].

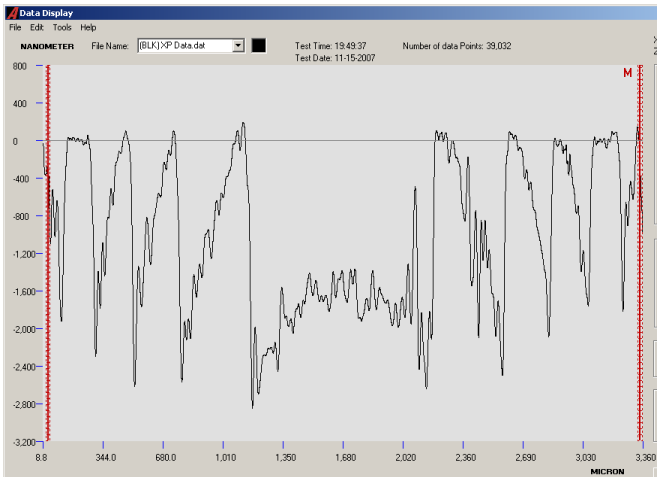
Zum Ende dieses Kapitels soll noch ein Nachteil des Umwandeln der Phasenverteilung in ein detour-Phase Hologramm diskutiert werden. Wird eine angepasste Phasenverteilung, deren Werte sich nur im Bereich von $0 \leq \phi \leq \pi$ bewegen, in ein detour-Phase Hologramm transformiert, so müssen bei der Berechnung des Hologramms mehr Phasenstufen zur Verfügung stehen. Soll zum Beispiel eine angepasste Phasenverteilung mit 10 gleichgroßen Phasenstufen in ein detour-Phase Hologramm umgewandelt werden, dann braucht das detour-Element 19 Phasenstufen dafür. Die Ursache liegt in der Phasenkodierung des detour-Phase Hologramms, bei der immer zwischen $0 \leq \phi \leq 2\pi$ die Phase kodiert wird. Da sich die angepasste Phasenverteilung nur im Bereich von $0 \leq \phi \leq \pi$ bewegt, ist eine höhere Anzahl an Phasenstufen beim detour-Phase Hologramm notwendig. Zum Ableiten einer Formel für die erforderlichen Phasenstufen ϕ_{erf} bei einer bestimmten Phasenverteilung ϕ_{Phase} , wurde das Bild 4.3 zum Umgehen der Doppeldeutigkeit der Phasenabbildung herangezogen. Es konnte daraus folgende Gleichung ermittelt werden:

$$\phi_{\text{erf}} = 2(\phi_{\text{Phase}} - 1) \quad (52)$$

Es muss also annähernd die doppelte Anzahl an Phasenwerten für das detour-Phase Hologramm kodiert werden, um in der Bildebene die gleiche Anzahl an Intensitätswerten wie beim Kinoform-CGH zu erhalten. Obwohl die zusätzlichen Phasenwerte nicht im detour-Phase Hologramm erscheinen und somit keinen Nutzen haben, müssen sie trotzdem bei der Kodierung berücksichtigt werden. Dies hat zur Folge, dass noch mehr Pixel für die Phasenkodierung mit dem detour-Phase Hologramm benötigt werden.



(a)



(b)

Bild 4.13: Profilometerscan zum Bild 4.12: (a) Scan (a) aus Bild 4.12; (b) Scan (b) aus Bild 4.12.

5 Integration des interferometrischen Phasenkontrastes innerhalb einer Halbtonmaske

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie das Erzeugen und Interferieren der Objekt- und Referenzwelle in einem Element integriert werden kann [119]. Dies gelang mittels Modifizierung des interferometrischen Phasenkontrastaufbaus aus Abschnitt 4.3.2. Dabei wurde die Modifizierung unter dem Aspekt der Reduzierung des Justageaufwands durchgeführt.

5.1 Modifikation des Belichtungsaufbaus mit dem detour-Phase Hologramm

Eine erste Erleichterung der Justage von Objekt- und Referenzwelle zueinander, gelang mit dem Aufbau von Bild 5.1. Bei dieser Anordnung wird das detour-Phase Hologramm in Transmission verwendet. Die Objektwelle wird mittels dem Strahlenbündel (1) erzeugt, wenn dieses auf das detour-Phase Hologramm auftrifft. Dabei wurde das Strahlenbündel (1) mit dem Spiegel 1 so ausgerichtet, dass die 1. Beugungsordnung (gewünschte Objektwelle) sich parallel zur z – Achse ausbreitet. Die anderen Objektwellen, die bei der Beugung vom Strahlenbündel (1) am detour-Phase Hologramm noch entstehen, werden in der Fourierebene abgeblendet. Als Referenzwelle zur Überlagerung mit der Objektwelle, wird die 0. Beugungsordnung des Strahlenbündels (2) verwendet. Wenn das Strahlenbündel (2) auf das detour-Phase Hologramm auftrifft, entstehen mehrere Objektwellen. Da jedoch die 0. Ordnung keine Phaseninformation trägt, kann diese als ebene Welle betrachtet werden. Die anderen Objektwellen (höheren Beugungsordnungen), welche aus der Beugung vom Strahlenbündel (2) resultieren, werden ebenfalls in der Fourierebene gefiltert.

Mit dem Belichtungsaufbau in Bild 5.1 konnte im Labor die Interferenz von Objekt- und Referenzwelle einfach umgesetzt werden. Aufgrund unterschiedlicher Beugungseffizienzen von 0. und 1. Beugungsordnung, muss die Intensität vom Strahlenbündel (2) mittels Filter angepasst werden. Für die mathematische Analyse der Intensität des Strahlenbündels (4) wird angenommen, dass die Amplituden von Objekt- und Referenzwelle gleich groß sind. Daraus ergibt sich folgende Welle für den modifizierten Aufbau:

$$U(x, y) = \exp[i\delta_2] + \exp[i\delta_1] \exp[i\phi(x, y)] \quad (53)$$

Wobei die Intensität aus dem Betragsquadrat von Gleichung (53) berechnet wird:

$$\begin{aligned} I(x', y') &= |\exp[i\delta_2] + \exp[i\delta_1] \exp[i\phi(x, y)]|^2 \\ &= 2 + \exp[i\delta_2] \exp[-i\delta_1] \exp[-i\phi(x', y')] + \exp[-i\delta_2] \exp[i\delta_1] \\ &\quad \times \exp[i\phi(x', y')] \\ &= 2 + [\cos \delta_2 + i \sin \delta_2] \times [\cos \delta_1 - i \sin \delta_1] \times [\cos \phi(x', y') \\ &\quad - i \sin \phi(x', y')] + [\cos \delta_2 - i \sin \delta_2] \times [\cos \delta_1 + i \sin \delta_1] \\ &\quad \times [\cos \phi(x', y') + i \sin \phi(x', y')] \\ &= 2 + 2 \cos[\phi(x', y') - (\delta_2 - \delta_1)] \end{aligned} \quad (54)$$

mit $\delta_1 = 0$ folgt

$$I(x', y') = 2 + 2 \cos[\phi(x', y') - \delta_2] \quad (55)$$

Die Phase-zu-Intensität Abbildung des modifizierten Belichtungsaufbaus führt also zur selben Intensitätsgleichung, wie bei dem bisher erörterten interferometrischen Phasenkontrastverfahren (siehe Abschnitt 2.2). Mit dem Belichtungsaufbau von Bild 5.1 konnte also bewiesen werden, dass die 0. Ordnung als Referenzwelle genutzt werden kann.

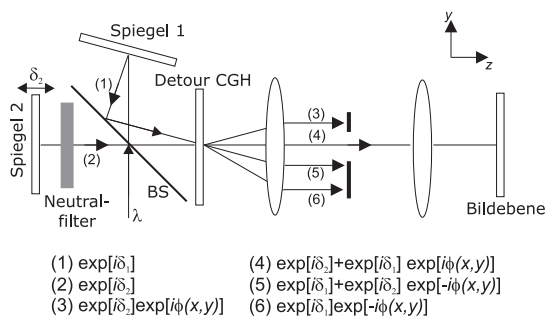


Bild 5.1: Interferometrischer Phasenkontrastaufbau mit Anwendung des detour-Phase Hologramms in Transmission

Nun folgt eine Reduzierung der optischen Elemente, die für die Strahlteilung und Zusammenführung benötigt werden. In Bild 5.2 wird dazu ein Aufbau gezeigt, bei dem die Strahlteilung über ein Beugungsgitter erreicht wird. Das Beugungsgitter hat die selbe Trägerfrequenz wie das detour-Phase Hologramm, sodass das Strahlenbündel (5) unter dem selben Winkel wie das Strahlenbündel (2) gebeugt wird [117]. Werden nun das Beugungsgitter und das detour-Phase Hologramm aufeinander gelegt (Abstand zwischen den beiden Gittern $x = 0$), dann interferieren Strahlenbündel (4) und Strahlenbündel (5) in der Bildebene. Dabei stellt Strahlenbündel (4) die Referenzwelle dar, dessen Phasenlage δ über eine laterale Verschiebung des Beugungsgitters kontrolliert werden kann [120]. Strahlenbündel (5) ist die 1. Beugungsordnung von Strahlenbündel (3), der wiederum die 0. Beugungsordnung von Strahlenbündel (1) ist. Als 1. Beugungsordnung des detour-Phase Hologramms repräsentiert Strahlenbündel (5) somit die Objektwelle. Die zwei Spiegel zur Justage der Interferenz von Objekt- und Referenzwelle entfallen bei diesem Aufbau.

Für die mathematische Analyse wird angenommen, dass die Größe der beugenden Strukturen des Beugungsgitters, als auch des detour-Phase Hologramms, viel größer als die Belichtungswellenlänge sind ($\lambda/g \ll 1$).

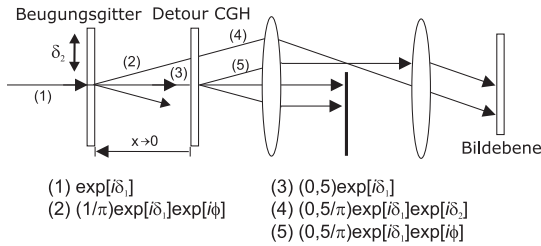


Bild 5.2: Interferometrischer Phasenkontrastaufbau unter Anwendung eines Beugungsgitters mit detour-Phase Hologramm

Unter dieser Bedingung können die Gleichungen der skalaren Beugungstheorie zur Berechnung der Beugungseffizienz der Gitter verwendet werden [121–124]. Das Beugungsgitter ist ein Amplitudengitter, dessen Aspektverhältnis der transparenten zu opaken Linien gleich 1 : 1 ist. Dieser spezielle Fall eines Beugungsgitters wird auch als Ronchi-Gitter bezeichnet. Die Amplitude der 0. Beugungsordnung des Strahlenbündels (1) wird folglich um den Faktor 0,5 gemindert. Die Amplitude der 1. Beugungsordnung ist dagegen um den Faktor $1/\pi$ reduziert. Diese Werte sind aus dem *Handbook of Optical Design Volume 2*, Seite 74 entnommen [125]. Des Weiteren wird in Bild 5.2 das detour-Phase Hologramm Lohmann Typ 1 als Amplitudengitter verwendet [117]. Das Aspektverhältnis der transparenten zu opaken Linien verhält sich ebenfalls konstant mit 1 : 1, da durch das lokale Verschieben der Gitterlinien nur die Phase der höheren Beugungsordnung ($m > 0$) geändert werden soll. In Bild 5.2 sind die resultierenden Amplitudenfaktoren für die Strahlenbündel (1)–(5) angegeben. Die Interferenz von Strahlenbündel (4) und (5) wird somit folgendermaßen berechnet:

$$U(x, y) = \frac{0,5}{\pi} \exp[i\delta_1] \exp[i\delta_2] + \frac{0,5}{\pi} \exp[i\delta_1] \exp[i\phi(x, y)] \quad (56)$$

Aus dem Betragsquadrat von Gleichung (56) kann die resultierende In-

tensitätsgleichung bestimmt werden:

$$\begin{aligned}
 I(x', y') &= \left(\frac{0,5}{\pi} \right)^2 |\exp[i\delta_1] \exp[i\delta_2] + \exp[i\delta_1] \exp[i\phi(x, y)]|^2 \\
 &= \left(\frac{0,5}{\pi} \right)^2 (2 + \exp[i\delta_2] \exp[-i\phi(x', y')] + \exp[-i\delta_2] \\
 &\quad \times \exp[i\phi(x', y')]) \\
 &= \left(\frac{0,5}{\pi} \right)^2 (2 + [\cos \delta_2 + i \sin \delta_2] \times [\cos \phi(x', y') - i \sin \phi(x', y')] \\
 &\quad + [\cos \delta_2 - i \sin \delta_2] \times [\cos \phi(x', y') + i \sin \phi(x', y')]) \\
 &= \frac{1 + \cos[\phi(x', y') - \delta_2]}{2\pi^2} \tag{57}
 \end{aligned}$$

Das Ergebnis von Gleichung (57) beinhaltet die Intensitätsgleichung vom interferometrischen Phasenkontrastverfahren multipliziert mit einem Dämpfungsfaktor von $(0,5/\pi)^2$. Der vorgestellte Belichtungsaufbau in Bild 5.2 ermöglicht somit die Herstellung von DOEs ohne Anwendung von Spiegeln und Strahlteilern. Diese drei optischen Elemente können durch das Beugungsgitter ersetzt werden. Wenn das Beugungsgitter und das detour-Phase Hologramm zueinander ausgerichtet werden, dürfen die Gitterlinien nicht verdreht werden. Andernfalls kommt es zu unerwünschten Moiré Erscheinungen [126, 127].

5.2 Ableitung einer neuartigen Halbtonmaske

In diesem Abschnitt wird das Verschmelzen von Beugungsgitter und detour-Phase Hologramm diskutiert. Das Zusammenfügen der beiden optischen Elemente führt zu einem neuen Typ von Halbtonmaske für die analoge Lithographie [24, 25]. In Bild 5.3 wird der Vorgang des Verschmelzens veranschaulicht. Bild 5.3 (a) zeigt einen Ausschnitt des Beugungsgitters, welches für einen Gangunterschied $\delta_2 = \pi$ in Gleichung (57) eingesetzt wird.

chung (57) steht. Der Phasenwert $\delta_2 = \pi$ wird im Bild 5.3 (a) über das Grauwertbild mit GW=127 dargestellt. Die Berechnung des Beugungsgitters zu dem Gangunterschied $\delta_2 = \pi$ wurde mit dem selben Programm zur Berechnung des detour-Phase Hologramms aus einer Phasenverteilung durchgeführt. Somit kann für jeden beliebigen Gangunterschied δ das dazugehörige Beugungsgitter ermittelt werden. In Bild 5.3 (b) ist der Ausschnitt eines detour-Phase Hologramms für die angepasste Phasenverteilung einer 7-stufigen Fresnellinse dargestellt. Die Anpassung der Phasenverteilung wurde mit Gleichung (51) aus Abschnitt 4.2 berechnet. Mit Gleichung (52) aus Abschnitt 4.3.2 konnte ermittelt werden, dass 12 Phasenstufen bei der Umwandlung in das detour-Phase Hologramm notwendig sind. Wird das Beugungsgitter aus Bild 5.3 (a) mit dem detour-Phase Hologramm aus Bild 5.3 (b) überlagert, dann entsteht in Bild 5.3 (c) ein Beugungsgitter mit variabler Breite der Gitterlinien. Bild 5.3 zeigt zusätzlich das resultierende Beugungsgitter für die vollständige Fresnellinse. Bei dem Bild mit der vollständigen Fresnellinse werden subjektiv Grauwerte wahrgenommen, die nur aus der Variation der Gitterlinienbreite resultieren. Dieser Effekt ist allgemein bekannt als das *halftoning*. Zu Beachten ist jedoch, dass der gewünschte Intensitätsverlauf in der 1. Ordnung in dem resultierenden Beugungsgitter kodiert ist.

In Bild 5.4 wird der Funktionsnachweis für die berechnete Halbtonmaske in einem Experiment erbracht. Dazu wurde die Fresnel-Halbtonmaske als Folienmaske hergestellt (siehe Bild 5.4 (a)). Als Lichtquelle konnte eine Halogenlampe verwendet werden, da eine große zeitliche Kohärenzlänge nicht mehr notwendig ist. Durch das Verschmelzen der Beugungsgitter geht die notwendige Kohärenzlänge gegen Null. Nur räumliche Kohärenz ist erforderlich, um die Beugungsordnungen räumlich voneinander trennen zu können. Um räumliche Kohärenz zu erhalten, wurde eine Lochblende hinter der Halogenlampe angeordnet. Die Lochblende dient somit als sekundäre Lichtquelle, die eine räumliche Kohärenz be-

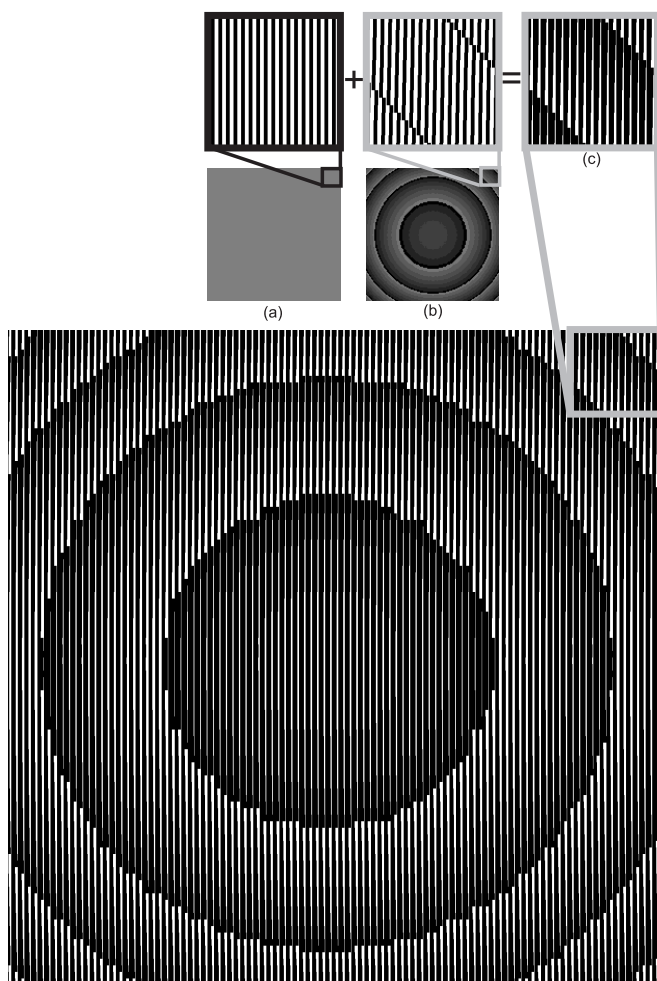


Bild 5.3: Verschmelzen von Beugungsgitter und detour-Phase Hologramm (Erläuterung siehe Text).

sitzt. Die Folienmaske wurde in den vorderen Brennpunkt des $4 - f$ Systems platziert. Alle außer der 1. Beugungsordnung wurden in der Fou-

rierebene gefiltert. Die erzielte Intensitätsverteilung ist in Bild 5.4 (b) abgebildet. Wie im Intensitätsschnitt der Intensitätsverteilung deutlich wird, werden 7 unterschiedliche Intensitätsstufen bei der Rekonstruktion erreicht. In Anlehnung an das verwendete detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I soll der neue Typ von Halbtonmaske *interferometrische Halbtonmaske Typ I* genannt werden [117]. Da im Verlauf der Arbeit noch weitere Typen von Halbtonmasken vorgestellt werden, ist eine Benennung des neuen Typs von Halbtonmaske notwendig.

Bei der interferometrischen Halbtonmaske Typ I wird die Intensitätsverteilung innerhalb der 1. Beugungsordnung in Abhängigkeit von der Beugungseffizienz berechnet. Im Gegensatz dazu beruht das Wirkungsprinzip der *klassischen Halbtonmaske* auf der variablen Transmission der 0. Beugungsordnung [24–26]. Die Veränderung der Amplitude A der 0. Beugungsordnung wird über die Variation der Größe eines opaken Pixels in einer quadratischen Öffnung Ap erreicht (*Pulsweitenmodulation*). Dabei wird von Henke et. al. darauf hingewiesen, dass das symmetrisch wachsende Pixel sich in der Mitte der quadratischen Öffnung befinden soll [128]. Bei Verstoß gegen diese Symmetriebedingung verschiebt sich der Grauwert. Eine weitere Möglichkeit zur Variation der Transmission ist über die Variation der Anzahl der Pixel in einer quadratischen Öffnung gegeben (*Pulsdichtemodulation*). Eine Kombination von Pulsweiten- mit Pulsdichtemodulation ist ebenfalls möglich. Alle drei Verfahren variieren die Größe der Öffnung und somit die Amplitude der 0. Beugungsordnung:

$$A \sim Ap \tag{58}$$

Die Intensität folgt aus dem Quadrat der Amplitude:

$$I = A^2 = Ap^2 \tag{59}$$

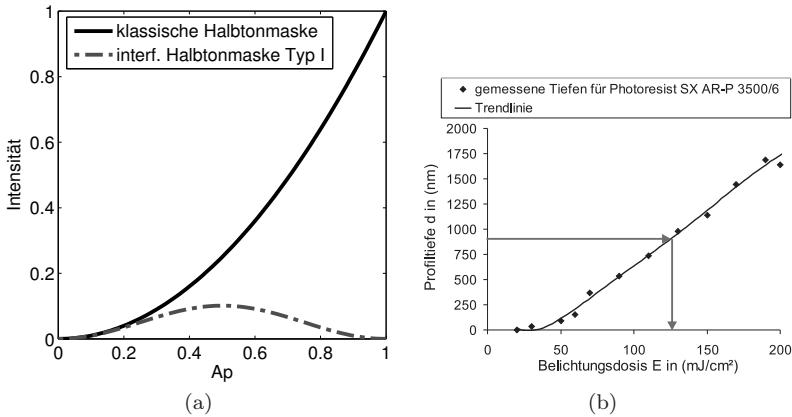


Bild 5.5: Diskussion der Halhtonmasken: (a) Vergleich des Intensitätsverlaufs der klassischen Halhtonmaske mit der interferometrischen Halhtonmaske Typ I; (b) gemessene $d(E)$ Kurve für Photoresist SX AR-P 3500/6 (Jahrgang Photoresist 08/2005, Entwicklungszeit 30 s, Entwickler AR 300-26 verdünnt mit destilliertem Wasser im Verhältnis 1:1) [132].

gen Phase-zu-Intensitätsabbildung. Um bei der lithographischen Belichtung des Photolacks eine bestimmte Tiefe zu erreichen, muss die Belichtungsdosis in Abhängigkeit von der $d(E)$ -Kurve gewählt werden (siehe Bild 5.5 (b)). Die Belichtungsdosis ist definiert über die Belichtungsintensität pro Belichtungszeit. Die Belichtungsintensität wird wiederum mittels Halhtonmaske über die Größe der Öffnungen Ap gesteuert. Je nach Steilheit der $d(E)$ -Kurve des Photoresists, liegen die erforderlichen Intensitäten für verschiedene Entwicklungstiefen unterschiedlich eng oder weit auseinander. Somit variiert die erforderliche Größe der Öffnung in Abhängigkeit vom Typ der Halhtonmaske. Daher ist die Kennlinie der jeweiligen Halhtonmaske, beziehungsweise nur ein Bereich der Kennlinie, mehr oder weniger für die Photoresistbelichtung bei einem bestimmten Photolack geeignet sein. Die interferometrische Halhtonmaske Typ I hat in dem Bereich $0 \leq Ap \leq 0,5$ einen geringeren

Anstieg als die Intensitätskurve bei der klassischen Halbtonmaske. Ist zum Beispiel der Anstieg der $d(E)$ -Kurve bei einem bestimmten Photoresist sehr steil, so eignet sich ein flacher Anstieg der Intensitätskurve besser für die Anpassung der Größe der Öffnungen Ap . Zusammenfassend stellt die interferometrische Halbtonmaske Typ I eine weitere Möglichkeit zur Herstellung von DOEs mit analogem Oberflächenprofil dar. Je nach $d(E)$ -Kurve des Photoresist, kann der Typ der Halbtonmaske für das Design der Öffnungen Ap gewählt werden. Um beim Einsatz der interferometrischen Halbtonmaske Typ I in der Projektionslithographie die Tiefpassfilterung des Objektivs nutzen zu können, wird eine off-axis Belichtung der Halbtonmaske im Winkel der 1. Beugungsordnung empfohlen. Im folgenden Abschnitt werden DOEs gezeigt, die mit einem einfachen Belichtungsaufbau und der aus dem interferometrischen Phasenkontrast abgeleiteten Halbtonmaske hergestellt wurden.

5.3 Herstellung von DOEs mittels interferometrischer Halbtonmaske Typ I

Für die Belichtungsversuche mit der interferometrischen Halbtonmaske Typ I wurde der $4 - f$ Aufbau aus Bild 5.4 verwendet. Jedoch wurde die Weißlichtquelle durch den Argon-Ionen-Laser (Melles Griot 543-AP-A01, $\lambda = 457 \text{ nm}$) ersetzt. Die interferometrische Halbtonmaske Typ I wurde als Folienmaske hergestellt. Beim Design der Halbtonmaske wurde nun die $d(E)$ -Kennlinie des Photoresists berücksichtigt. Bild 5.6 (a) zeigt den Intensitätsverlauf, der in der Bildebene mittels Kamera aufgenommen wurde.

Die Intensitätsverteilung ist stark verrauscht, da es aufgrund des einfachen Aufbaus im Labor zur Beugung an Staubteilchen und somit zu unerwünschten Interferenzeffekten kommt. Versuche unter Reinraumbedingung können das Ergebnis erheblich verbessern. Des Weiteren kann

eine rauschfreie Intensitätsverteilung mittels Laserstrahlhomogenisierung (z.B. Light Pipe) erreicht werden, jedoch standen diese Mittel für die Experimente nicht zur Verfügung [133–135]. Trotz der verrauschten Struktur, kann das inverse Intensitätsprofil der Fresnellinse erkannt werden. In Bild 5.6 (b) ist das Substrat mit dem belichteten Photolack nach der Entwicklung zu sehen. Die verrauschte Struktur wurde

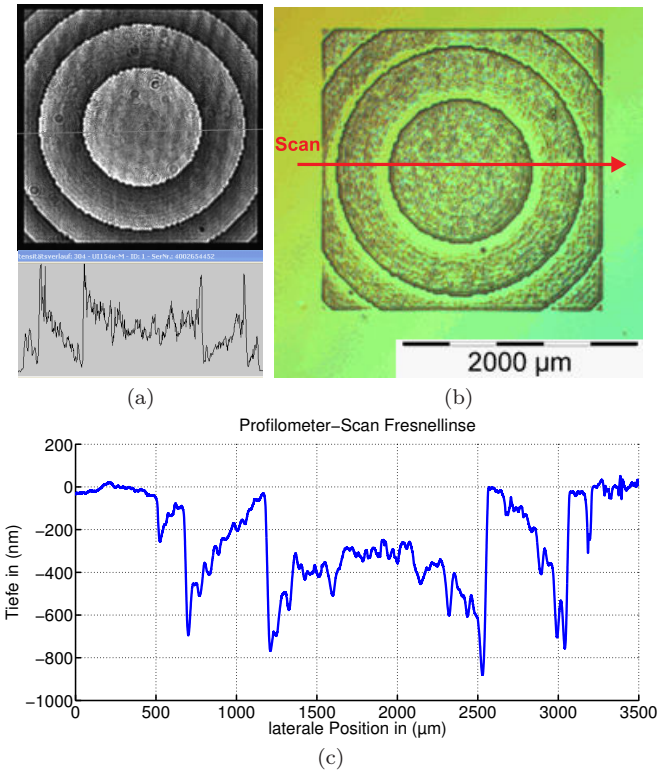


Bild 5.6: Herstellung einer Fresnellinse mittels interferometrischer Halbtonmaske Typ I: (a) Intensitätsverteilung in der Bildebene; (b) belichteter Photolack mittels Mikroskop im differentiellen Interferenzkontrast (DIC) betrachtet; (c) Profilometerscan der Oberfläche [132].

ebenfalls in den Photoresist übertragen. Das mit dem Profilometer abgescannte Oberflächenprofil zeigt die Struktur der Fresnellinse (siehe Bild 5.6 (c)). Als maximale Belichtungstiefe wurden $t=684$ nm angestrebt. Diese Tiefe resultiert aus der Forderung eine modulo 2π Fresnellinse für die Designwellenlänge von $\lambda=543$ nm herzustellen. Über die Brechzahl des Photolacks ($n = 1,78$) wurde mit folgender Gleichung die Belichtungstiefe t berechnet [2, 132]:

$$t = \frac{\lambda}{n - 1} \quad (60)$$

Aufgrund der verrauschten Intensitätsverteilung während der Belichtung des Photolacks, konnte die angestrebte maximale Belichtungstiefe nur an einzelnen Punkten der Fresnellinse erreicht werden. Jedoch in Anbetracht der Versuchsbedingung wurden zufrieden stellende Ergebnisse erzielt.

In Bild 5.7 (a) und (b) ist dargestellt, wie eine modulo 2π Fresnellinse im Dunkelfeldverfahren abgebildet wird. Die Intensitätsverteilung in Bild 5.7 (b) wurde mit der abgeleiteten Gleichung (27) für das Dunkelfeldverfahren berechnet (siehe Abschnitt 3.2.2). In Bild 5.7 (c) ist die Abbildung der hergestellten Fresnellinse im Dunkelfeldverfahren zu sehen. Im Vergleich zur berechneten Intensitätsverteilung aus Bild 5.7 (b) ist ebenfalls der cosinusförmige Intensitätsverlauf zu sehen. Unterschiede in Homogenität und Helligkeit in Bild 5.7 (c) können mit der Anwendung von polychromatischen Licht beim Mikroskop erklärt werden. In Abhängigkeit von der Wellenlänge der Beleuchtung erfolgt eine unterschiedliche Phase-zu-Intensitätsabbildung.

Ein generelles Problem bei der Anwendung von Halbtonmasken ist es, die gewünschte Kantensteilheit zwischen den einzelnen Phasensprüngen des DOEs herzustellen [136, 137]. In der Regel kommt es zur Glättung der Phasenkante. Je kleiner die Gitterperiode des Oberflächenprofils ist,

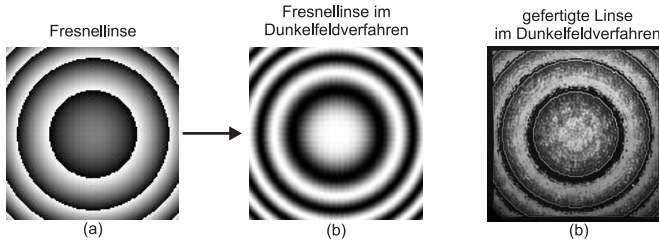


Bild 5.7: Darstellung des Phasenobjektes Fresnellinse im Dunkelfeldverfahren: (a) Darstellung der Fresnellinse über Grauwerte; (b) berechnete Intensitätsverteilung der Fresnellinse aus Bild (a) im Dunkelfeldverfahren; (c) Betrachtung der hergestellten Linse im Dunkelverfahren eines Mikroskops (Zeiss Axiotech 100HD, 5x Objektiv).

desto stärker tritt dieses Problem auf. Daher wird die Halbtonmaske oft für die Herstellung kontinuierlicher Profile verwendet [138, 139]. Diese Profile können über große Tiefen im Photoresist hergestellt werden, da die Halbtonmasken die Intensitätsverteilung innerhalb einer Beugungsordnung führen [29, 128]. Somit ist eine große Fokustiefe für die Abbildung der Intensitätsverteilung möglich. Im folgenden Experiment wurde ein Sägezahnprofil mit einer maximalen Ätztiefe von $2\ \mu\text{m}$ in Photolack gefertigt. Bild 5.8 (a) zeigt das gewünschte Phasenprofil über die Grauwertdarstellung. Für dieses Phasenprofil wurde zuerst die Intensitätsanpassung an die $d(E)$ -Kennlinie des Photolacks durchgeführt. Aus den notwendigen Belichtungsintensitäten wurde die interferometrische Halbtonmaske Typ I berechnet (siehe Bild 5.8 (b)). In Bild 5.8 (d) ist der Profilometerscan für den belichteten Photolack aus Bild 5.8 (c) zu sehen. Die Struktur des Sägezahnprofils wird trotz des Oberflächenrauschens deutlich. Auch beim Übergang von maximaler zu minimaler Belichtungstiefe ist eine hohe Kantensteilheit ersichtlich.

In einem weiteren Experiment wurde ein komplexes CGH mittels interferometrischer Halbtonmaske Typ I in Photolack übertragen (siehe Bild 5.9). Hierbei handelt es sich um ein CGH mit einem Halbring als Beugungsbild. Das hergestellte CGH wurde für die Belichtung mit der

Wellenlänge $\lambda=543$ nm ausgelegt. In Bild 5.9 (b) ist das rekonstruierte Beugungsbild zu sehen, welches bei der Beleuchtung mit der Designwellenlänge entsteht. Im Vergleich zu dem Versuch aus Abschnitt 4.1, bei dem das Halbring-CGH auf eine Hologrammplatte belichtet wurde, bleibt der Halbring bei der Rekonstruktion auch ein Halbring. Jedoch sind im Beugungsbild starke Speckle zu erkennen, die aus der Rauheit des Oberflächenprofils resultieren. Eine Verbesserung der Strahlqualität bei der Belichtung sollte zu besseren Ergebnissen führen. Des Weiteren gibt es viele dicht beieinander liegende Phasensprünge innerhalb des

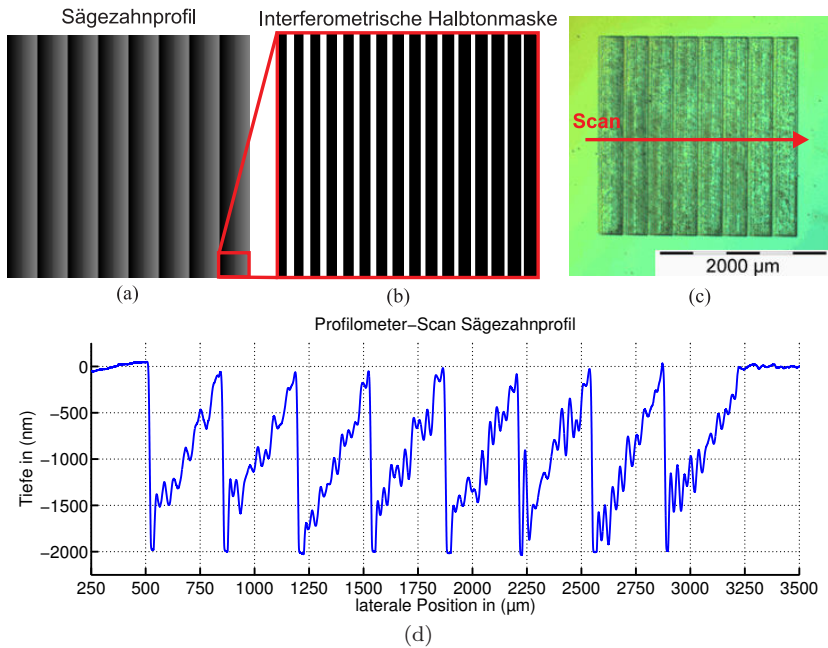


Bild 5.8: Herstellung Sägezahnprofil mittels interferometrischer Halbtonmaske Typ I: (a) Darstellung Sägezahnprofil über Grauwertstufen; (b) berechnete interferometrische Halbtonmaske Typ I für einen Ausschnitt des Sägezahnprofils; (c) belichteter Photolack mittels Mikroskop im differentiellen Interferenzkontrast (DIC) betrachtet; (d) Profilometerscan der Oberfläche [132].

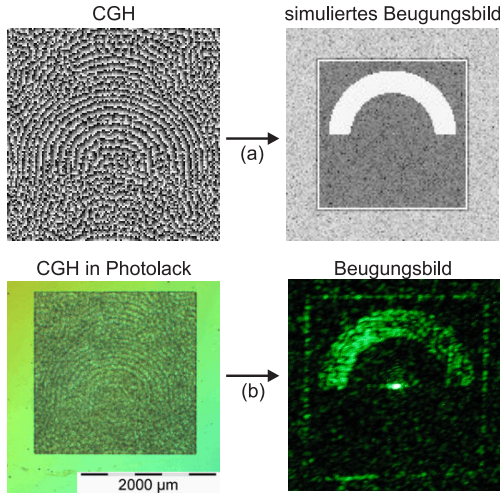


Bild 5.9: Herstellung eines komplexen CGHs mittels interferometrischer Halbtonmaske Typ I: (a) CGH mit simuliertem Beugungsbild; (b) hergestelltes CGH in Photolack mit dazugehörigem Beugungsbild [132].

verwendeten CGHs aus Bild 5.9 (a). Wie bereits erwähnt, führt eine kleine Gitterperiode zur Abflachung der Phasenkanten. Aufgrund der dicht beieinander liegenden Phasensprünge innerhalb des verwendeten CGHs ist anzunehmen, dass eine Abflachung der Phasenkanten im hergestellten CGH vorliegt. Diese Abflachung, die angesichts der Rauheit des Oberflächenprofils nicht messbar war, vermindert ebenfalls die Qualität des Beugungsbildes. Jedoch ist es mit der Halbtonmaske möglich, kontinuierliche Oberflächenprofile bis zu $10 \mu\text{m}$ bei nur einem Belichtungsschritt zu erzeugen [25, 31, 32, 128]. Bei der Berechnung des CGHs kann somit das modulo 2π der Phasen-Quantisierung auf ein Vielfaches vergrößert werden. Die Periode der Phasensprünge wird dadurch ebenfalls vergrößert, sodass sich das Problem der Kantenabflachung verringert. Je nach Phasenverteilung ist zu prüfen, ob nicht auch die kontinuierliche Phasenverteilung ohne Anwendung der Phasen-Quantisierung

in den Photolack belichtet werden kann.

5.4 Diskussion zur interferometrischen Halbtonmaske Typ I

In diesem Abschnitt werden verschiedene Eigenschaften der interferometrischen Halbtonmaske Typ I näher erörtert. Im Folgenden wird gezeigt, wie die interferometrische Halbtonmaske Typ I direkt aus dem detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I oder allgemein aus der Beugungseffizienz binärer Amplitudengitter abgeleitet werden kann. Anschließend wird der Einsatz der interferometrischen Halbtonmaske Typ I als Phasenmaske diskutiert. Am Ende dieses Abschnittes wird gezeigt, wie sich die laterale Ausdehnung der interferometrischen Halbtonmaske Typ I über die Anzahl der zu kodierenden Phasenstufen definiert.

5.4.1 Weitere Möglichkeiten zur Ableitung der Halbtonmaske Typ I

Beim Betrachten der Halbtonmaske in Bild 5.3 fällt auf, dass sich die Gitterbreite mit dem gewünschten Intensitätswert verändert. Da bei der Kodierung des detour-Phase Hologramms Lohmann Typ I auch die Amplitude der Beugungsordnungen mit beeinflusst werden kann, ist eine direkte Ableitung der interferometrischen Halbtonmaske Typ I vom Hologramm ebenfalls möglich. Die Amplitude der 1. Beugungsordnung des detour-Phase Hologramms Lohmann Typ I kann dabei wie folgt beeinflusst werden:

$$A = \frac{1}{\pi} \sin(\pi W) \quad (61)$$

Die Variable W in Gleichung (61) beschreibt die auf 1 normierte Liniengröße (siehe Bild 5.10 (a)) [114]. Der Vorfaktor $1/\pi$ kennzeichnet

die Beugungseffizienz des Amplitudengitters, als welches ebenfalls das detour-Phase Hologramms Lohmann Typ I implementiert wird. Die Intensität der 1. Beugungsordnung ergibt sich aus dem Quadrat der Amplitude:

$$I = \frac{1}{\pi^2} \sin^2(\pi W) = \frac{1 - \cos(2\pi W)}{2\pi^2} \quad (62)$$

Im Vergleich zur Ableitung der interferometrischen Halbtonmaske Typ I aus dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren, wird die Phasenstufe ϕ des Phasenobjektes über den Term $2\pi W$ beschrieben. Somit

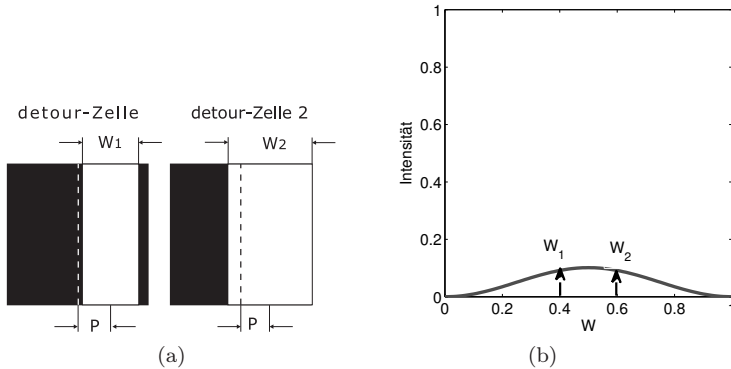


Bild 5.10: detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I: (a) zwei detour-Zellen mit unterschiedlicher Linienbreite W aber gleicher Phase P ; (b) Intensitätsverlauf der 1. Beugungsordnung in Abhängigkeit von der Linienbreite W .

ist das Ergebnis aus Gleichung (62) identisch mit Gleichung (57) für $\delta_2 = \pi$. In Bild 5.10 (b) ist der Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Linienbreite W dargestellt. Die Ableitung der Halbtonmaske vom detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I selbst, führt zu der Idee noch weitere Typen von Halbtonmasken aus anderen Typen der detour-Phase Hologramme abzuleiten (siehe [117, 140]). Diese werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt.

Eine weitere Möglichkeit zur Ableitung der interferometrischen Halbtonmaske Typ I ist mit der Gleichung zur Beschreibung der Beugungseffizienz binärer Amplitudengitter (Ronchi-Gitter) gegeben [125, 141]:

$$\eta_m = W^2 \text{sinc}^2(mW) \quad (63)$$

Unter Betrachtung der Beugungseffizienz in der 1. Beugungsordnung folgt:

$$\begin{aligned} \eta_1 &= W^2 \frac{\sin^2(\pi W)}{(\pi W)^2} = \frac{\sin^2(\pi W)}{\pi^2} \\ &= \frac{1 - \cos(2\pi W)}{2\pi^2} \end{aligned} \quad (64)$$

Das Ergebnis in Gleichung (64) stimmt mit Gleichung (62) überein. Aufgrund der Möglichkeit die interferometrische Halbtonmaske Typ I auch mit anderen Ansätzen herzuleiten, soll im Folgenden die interferometrische Halbtonmaske Typ I kurz als Halbtonmaske Typ I bezeichnet werden.

5.4.2 Anwendung als Phasenmaske

Dass die Implementierung des detour-Phase Hologramms auch als Phasenobjekt möglich ist, wurde bei der Ansteuerung des LCoS mit detour-Phase Hologramm in Abschnitt 4.3.2 bereits gezeigt. Demzufolge kann auch die Halbtonmaske Typ I als Phasenmaske implementiert werden. Zur analytischen Erklärung dieses Sachverhaltes wird die Beschreibung der Beugungseffizienz binärer Phasengitter (Ronchi-Gitter) verwendet [125]:

$$\eta_{m_Phase} = 2W^2 \text{sinc}^2(mW) \cdot (1 - \cos \rho). \quad (65)$$

Die Variable ρ beschreibt hierbei die Phasenhöhe der Linienbreite W des Phasenobjektes. Um das maximal mögliche Licht in die 1. Beugungsordnung zu lenken, wird die Phasenstufe $\rho = \pi$ gesetzt. Somit folgt aus Gleichung (65):

$$\begin{aligned}\eta_{1_Phase} &= 4W^2 \frac{(\sin(\pi W))^2}{(\pi W)^2} \\ &= \frac{2(1 - \cos(2\pi W))}{\pi^2}\end{aligned}\quad (66)$$

Der Intensitätsverlauf des Phasengitters ist in Bild 5.11 im Vergleich zum Amplitudengitter dargestellt. Es handelt sich wieder um eine cosinusförmige Intensitätskurve, bei der jedoch mehr Energie in der 1. Beugungsordnung zur Verfügung steht. Um eine lineare Intensitätsverteilung in der Bildebene zu erhalten, muss die cosinusförmige Intensitätskurve ebenfalls an eine lineare Intensitätskurve angepasst werden. Zur Anpassung ist Gleichung (66) mit der Geraden in Bild 5.11 gleichzusetzen:

$$\frac{(4/\pi^2)}{1} W_2 = \frac{2(1 - \cos W_1)}{\pi^2}\quad (67)$$

Nach dem Umstellen von Gleichung (67) nach W_1 , kann die Gleichung zur Anpassung der Phasenverteilung berechnet werden:

$$W_1 = \arccos(1 - 2W_2)\quad (68)$$

Im Vergleich zur Ableitung aus dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren, muss die Linienbreite W auf die Phasenstufe ϕ mit $W = \phi/(2\pi)$ normiert werden. Unter dieser Bedingung ergibt sich Gleichung (68) wie folgt:

$$\phi_1 = \arccos\left(1 - \frac{\phi_2}{\pi}\right)\quad (69)$$

Das Ergebnis in Gleichung (69) stimmt mit der Anpassung der Phasenverteilung aus Abschnitt 4.2 überein (siehe Gleichung (51)). Somit können die bisher verwendeten Halbtonmasken Typ I als Phasenmasken verwendet werden, da für den Fall der Intensitätsdarstellung die Anpassung der Phasenverteilung bei Amplituden- und Phasengitter identisch ist.

In Bild 5.12 wird der LCoS mit einer Halbtonmaske Typ I angesteuert. Wie in Bild 5.12 (a) zu sehen ist, kann eine 5-stufige Fresnellinse in der 1. Beugungsordnung rekonstruiert werden. Die Möglichkeit, die Halbtonmaske Typ I als Phasengitter zu verwenden, stellt einen großen Vorteil gegenüber den klassischen Halbtonmasken dar. Unter Einsatz von Phasenmodulatoren ist ein flexibler Belichtungsaufbau für die kostengünstige Herstellung von DOEs möglich. In Bild 5.12 (b) wird zusätzlich die Intensitätsverteilung in der 0. Ordnung gezeigt. Die Intensitätsverteilung der 0. Ordnung ist invers zur 1. Beugungsordnung, da der Anteil des Lichtes, welches nicht in die 1. oder höheren Beugungsordnung gebeugt wird, in der 0. Ordnung verbleibt [142]. Die Intensitätsverteilung

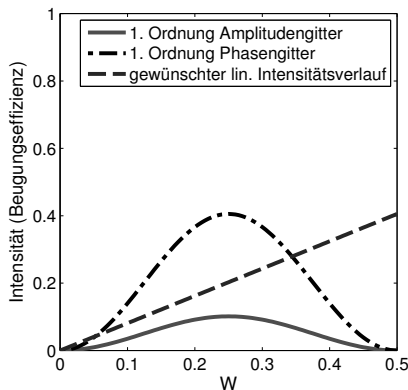


Bild 5.11: Vergleich Intensitätskurve von Amplituden- mit Phasengitter.

der 0. Beugungsordnung in Bild 5.12 (b) ist jedoch nicht zufrieden stellend, da die Intensitätskurve der 0. Ordnung ein anderes Verhalten als in der 1. Beugungsordnung aufweist [143, Seite 24]. Zur Berechnung der Intensitätskurve der 0. Beugungsordnung kann die Beugungseffizienz des Ronchi-Phasengitters verwendet werden. Für die 0. Beugungsordnung ergibt sich folgende Gleichung [125, Seite 75]:

$$\eta_{0_Phase} = 1 - 2W(1 - W) \cdot (1 - \cos \rho) \quad (70)$$

Wie bereits oben erwähnt, beschreibt die Variable ρ die Phasenhöhe der Linienbreite W des Phasenobjektes. Für optimale Lichtausbeute wird $\rho = \pi$ gesetzt. Gleichung (70) vereinfacht sich dadurch wie folgt:

$$\eta_{0 \text{ Phase}} = 1 - 4W + 4W^2 \quad (71)$$

In Bild 5.13 wird die mit Gleichung (71) berechnete Intensitätskurve graphisch dargestellt. Es handelt sich bei der 0. Beugungsordnung um eine parabelförmige Intensitätskurve, an dessen Verlauf die Halbtonmaske aus dem Experiment in Bild 5.12 nicht angepasst war. Jedoch haben bereits Sung et. al. die 0. Beugungsordnung des Phasengitters

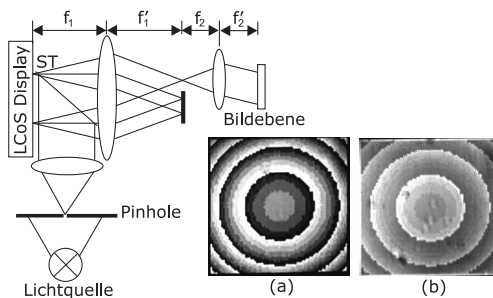


Bild 5.12: Anwendung der Halbtonmaske Typ I als Phasenmaske: (a) Intensitätsverteilung der 1. Beugungsordnung in der Bildebene; (b) Intensitätsverteilung der 0. Beugungsordnung in der Bildebene.

genutzt, um über die Variation von W ¹ eine Mikrolinse herzustellen [31]. Mit der Phasenmaske konnten die Autoren das Problem des Streulichts umgehen, welches bei der Kantenbeugung mit klassischen Halbtonmasken entsteht. Auch für die Laser Ablation wurden bereits ein Phasengitter mit variablen W als binäre Grautonmaske genutzt [144]. Der Anwendung einer Phasenmaske in der Laser Ablation ermöglicht den Einsatz von Lasern mit hohen Energiedichten, da bei klassischen Halbtonmasken die absorbierende Chromschicht auf dem Glassubstrat zerstört wird. Des Weiteren wird das Phasengitter als Filter mit örtlich variabler Transmission verwendet [145, 146].

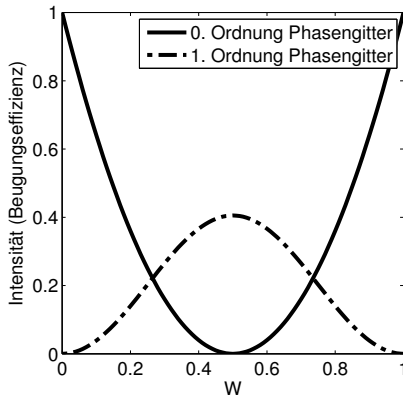


Bild 5.13: Vergleich der Intensitätskurve von 0. und 1. Beugungsordnung eines Phasengitters ($\phi = \pi$).

Die Halbtonmaske Typ I kann ebenfalls für die oben genannten Anwendungen zum Einsatz kommen. Der flache Anstieg der Intensitätskurve ist dann gut zu gebrauchen, wenn das zu bearbeiten Material eine hohe Empfindlichkeit besitzt. Je nach Anwendungsfall und Möglichkeiten zur Implementierung der Maske muss entschieden werden, welcher Typ

¹Die Variation von W wird im englischen Sprachgebrauch als die Variation des duty cycle bezeichnet.

von Halbtonmaske am Besten zu verwenden ist. Bei der Anwendung der Halbtonmaske Typ I für die analoge Lithographie wird zusätzlich das Problem des zero-order Streulichts umgangen, da die gewünschte Intensität in der 1. Beugungsordnung kodiert ist [117].

Bei der Diskussion zur Anwendung der Halbtonmaske Typ I als Phasenmaske ist eine Abgrenzung zur Maskless Lithography erforderlich. Bei der Maskless Lithography kommen SLMs zum Einsatz, um eine örtlich variable Intensitätsverteilung zu erzeugen. Da die SLM Technologie keinen 100% Füllfaktor aufweist, würden bei einfacher Abbildung des SLMs auf den Photoresist ein Pixelraster erscheinen. Um dieses Problem zu umgehen, muss mittels Fourierfilterung die feine Gitterstruktur gefiltert werden. Auch durch eine leichte Verschiebung des Belichtungsapparates während der Belichtung kann dieses Problem vermieden werden [37]. Jedoch führt dies zu einem zeitaufwendigen Belichtungsprozess. Die Intensität wird bei SLMs auf LCD-Basis mittels Polarisationsfilter hergestellt. Um eine örtliche variable Intensität zu erhalten wird dabei entweder die Belichtungszeit oder der Grauwert der Pixels des LCDs geändert [37, 147]. Die Herstellung der Intensitätsstufen über die Belichtungszeit ist jedoch nicht im Sinne der schnellen und kostengünstigen Herstellung von DOEs. Im Vergleich zur Implementierung der Halbtonmaske Typ I mittels Phasenmodulator, ist wie bei der Maskless Lithography eine Fourierfilterung notwendig. Jedoch sind keine Polarisationsfilter für das Erzeugen der Intensitätsverteilung erforderlich. Aufgrund der enormen Kosten für Polarisationsfilter hoher Qualität ist dies ein großer Vorteil bei der Anwendung der Halbtonmaske Typ I für analoge Lithographie. Des Weiteren ist es schwierig für bestimmte UV-Wellenlängen überhaupt einen Polarisationsfilter zu erhalten [37]. Da beim Polarisationsfilter die Grauwerte über die Absorption des Lichts realisiert werden, kann es bei hohen Laserleistung zur unerwünschten Verformung des Polarisationsfilters kommen. Auch für die Reduzierung von Streulicht ist es ratsam, die Anzahl der optische Bauelemente möglich gering zu halten.

5.4.3 Laterale Ausdehnung der Halbtonmaske Typ I

Die klassische Halbtonmaske wird kommerziell mittels Elektronenstrahl-Lithographie als Amplitudenmaske gefertigt. Die klassische Halbtonmaske besteht dabei aus einem Substrat, welches mit Chrom beschichtet ist. In die Chrombeschichtung werden quadratische Öffnungen unterschiedlicher Größe belichtet, sodass die Transmission des einfallenden Lichtes lokal variiert. Die Halbtonmaske Typ I kann ebenfalls als Amplitudenmaske mittels Elektronenstrahl-Lithographie gefertigt werden, da diese Halbtonmaske die Amplitude der 1. Beugungsordnung über die Größe von rechteckigen Öffnungen variiert. Bei beiden Halbtonmasken wird folglich die Intensität in der Bildebene durch die räumliche Ausdehnung einer Öffnung kodiert. Aufgrund dieser räumlichen Kodierung ist es für die Fertigung von Mikrooptik notwendig, die laterale Ausdehnung beider Halbtonmasken gegeneinander abschätzen zu können. Für diese Abschätzung soll zunächst der Begriff *Grauwertzelle* (GWZ) mit Hilfe von Bild 5.14 eingeführt werden. Im oberen Teil von Bild 5.14 ist dazu eine vierstufige Fresnellinse als Grauwertbild zu sehen. Die vierstufige Fresnellinse soll mit Hilfe der Halbtonmasken in Photolack belichtet werden. Somit ist es die Aufgabe der Halbtonmasken, die vier Grauwerte der Fresnellinse in vier unterschiedliche Intensitäten zu kodieren. Bei der Photolackbelichtung mit der Halbtonmaske erzeugen dann die vier unterschiedlichen Lichtintensitäten ein vierstufiges Phaseelement. Um für diese Belichtungs Aufgabe zunächst die laterale Ausdehnung der klassischen Halbtonmaske abschätzen zu können, ist die Bildung einer GWZ aus dem Grauwertpixel notwendig. Diese GWZ ist im oberen Teil von Bild 5.14 zu sehen. Die quadratische GWZ ist unterteilt in mehrere Pixel, wobei die Größe eines Pixels der minimalen Pixelgröße der Elektronenstrahl-Lithographie entspricht¹. Im unteren linken Teil von

¹Für die Analyse der lateralen Ausdehnung der Halbtonmasken wird angenommen, dass das Inkrement mit dem der Elektronenstrahl weiter positioniert werden kann, ebenfalls der minimalen Pixelgröße entspricht.

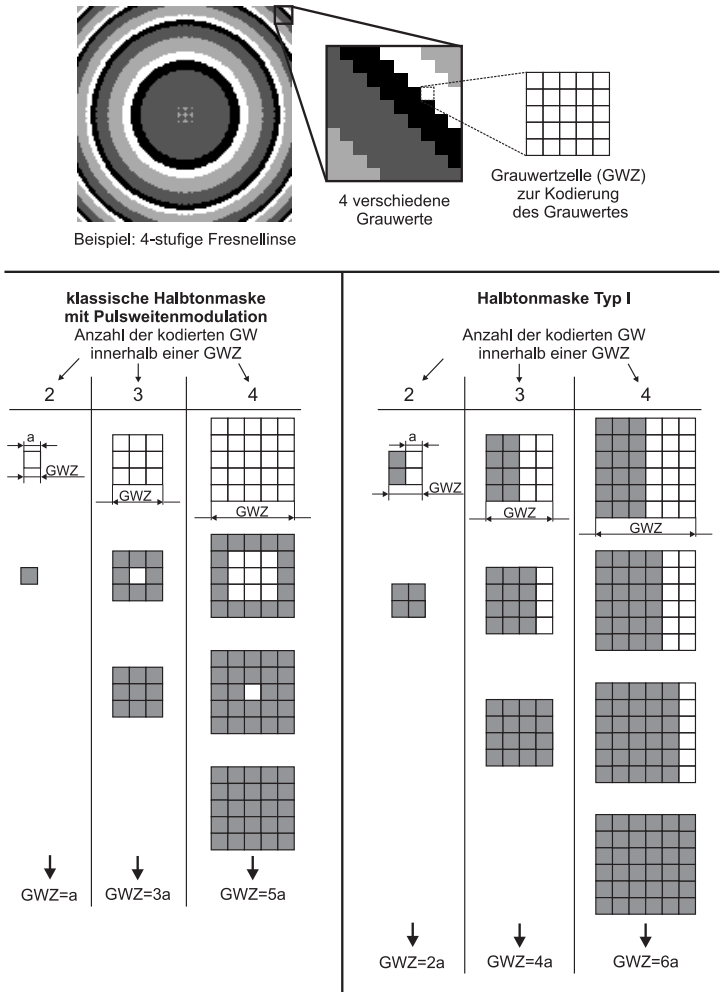


Bild 5.14: Vergleich der lateralen Ausdehnung zwischen klassischer Halbtonmaske und Halbtonmaske Typ I.

Bild 5.14 wird für die klassischen Halbtonmaske gezeigt, wie die Größe der GWZ von der Anzahl der zu kodierenden Grauwerte (Intensitäten)

abhängt¹. Die hellen Pixel innerhalb der GWZ entsprechen dem Bereich, bei der die Chromschicht mittels Elektronenstrahl entfernt wurde. Die grauen Pixel stellen die unbelichteten Bereiche dar. Eine transparente GWZ lässt das gesamte Licht transmittieren. Photolack, der sich hinter der vollständig transparenten GWZ befindet, wird am tiefsten belichtet. Bezogen auf die Übertragung der vierstufigen Fresnellinse in den Photolack, entspricht dieser Fall dem schwarzen Grauwert (GW=0) im Bild der Fresnellinse. Im Gegensatz dazu wird bei der komplett grauen GWZ aus Bild 5.14 kein Photolack während der Lithographie belichtet. Dies entspricht dem weißen Grauwert (GW=255) aus der vierstufigen Fresnellinse. Um mit einer GWZ verschiedene Intensitäten in der Bildebene zu erhalten, wird innerhalb der GWZ die Anzahl der transparenten Pixel variiert. Die transparenten Pixel müssen dabei axialsymmetrisch um den Mittelpunkt der GWZ variieren [128]. Im Beispiel der vierstufigen Fresnellinse ist es notwendig vier Grauwerte innerhalb einer GWZ zu kodieren. Anhand der Skizzen aus Bild 5.14 kann entnommen werden, dass die laterale Ausdehnung der GWZ 5×5 Pixel entsprechen muss. Unter Annahme einer Pixelkantenlänge von $a = 0,4 \mu\text{m}$ folgt eine $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ große GWZ [148]. Die vierstufige Fresnellinse aus Bild 5.14 setzt sich aus 120 Grauwertpixeln zusammen. Die klassische Halbtonmaske zu dieser Fresnellinse hätte demzufolge eine Größe von $240 \times 240 \mu\text{m}^2$.

In Abschnitt 5.4.1 wurde gezeigt, dass die Halbtonmaske Typ I direkt aus dem detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I abgeleitet werden kann. Über die Linienbreite W der detour-Zelle wird die Intensität in der Bildebene gesteuert. Um das Grauwertbild der vierstufigen Fresnellinse aus Bild 5.14 zu kodieren, kann demzufolge die detour-Zelle direkt als GWZ betrachtet werden. Im unteren rechten Teil von Bild 5.14 wird für die Halbtonmaske Typ I gezeigt, wie sich die Größe der GWZ (bzw. detour-Zelle) mit der Anzahl der zu kodierenden Intensitäten (Grauer-

¹Bei der klassischen Halbtonmaske wird dazu das einfachere Maskendesign der Pulsweitenmodulation betrachtet [128].

te) verändert. Im Gegensatz zur klassischen Halbtonmaske bleibt bei der Halbtonmaske Typ I immer eine Hälfte der GWZ mit der Chromschicht bedeckt. Das ist der Bereich, bei dem der Intensitätsverlauf der 1. Beugungsordnung doppeldeutig wird (siehe Bild 5.10). Dieser Bereich wird daher nicht für die Kodierung der Grauwerte genutzt. Wie aus Bild 5.14 zu entnehmen ist, benötigt die GWZ der Halbtonmaske Typ I insgesamt 6×6 Pixel um die vier Grauwerte zu kodieren. Mit einer Pixelkantenlänge von $a = 0,4 \mu\text{m}$ und 120 Grauwertpixeln folgt eine $288 \times 288 \mu\text{m}^2$ große Halbtonmaske Typ I zur Kodierung der vierstufigen Fresnellinse. Anhand dieses Beispiels konnte gezeigt werden, dass die Halbtonmaske Typ I eine größere laterale Ausdehnung besitzt als die klassische Halbtonmaske. Obwohl die GWZ der Halbtonmaske Typ I lateral nur ein Pixel mehr als die klassische Halbtonmaske benötigt, multipliziert sich jedoch dieses Pixel über die Anzahl der Grauwertpixel.

Der in Bild 5.14 vorgestellte Vergleich zwischen klassischer Halbtonmaske und Halbtonmaske Typ I dient jedoch nur zur groben Orientierung, wie sich die laterale Ausdehnung beider Maskentypen definiert. Es wird in dem erläuterten Beispiel davon ausgegangen, dass die gezeigte Variation der transparenten Pixel ein lineares Intensitätsverhalten in der Bildebene bewirkt. Im Diagramm von Bild 5.5 (a) wurde jedoch gezeigt, dass dies bei beiden Halbtonmasken nicht der reale Fall ist. Des Weiteren wurde eine lineare Empfindlichkeitskurve des Photolacks vorausgesetzt, die zusätzlich eine identische Steigung zur Intensitätskurve der Halbtonmaske aufweist. Auch diese Annahme wird in der Realität nur selten erfüllt. Für das reale Design der Halbtonmaske muss zunächst das Grauwertbild der Fresnellinse an die $d(E)$ -Kurve des Photolacks angepasst werden. Anschließend wird das an den Photolack angepasste Grauwertbild, dem Intensitätsverhalten der jeweiligen Halbtonmaske angepasst [132]. In Abhängigkeit von der Anzahl der zu kodierenden Grauwerte des Grauwertbildes, der Empfindlichkeit des Photolacks und der Intensitätskurve der Halbtonmaske wird die Größe der GWZ berechnet. Auf-

grund dieser Parameter ergeben sich unterschiedliche Größen der GWZ für beide Halbtonmasken. Erst in der Kombination des zu verwendeten Photolacks und dem zu kodierenden Grauwertbild kann geprüft werden, welche Halbtonmaske die geringere laterale Ausdehnung aufweist.

In Kapitel 5 wurde, ausgehend von einer Modifikation des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens, die interferometrische Halbtonmaske Typ I als neuer Typ von Halbtonmaske abgeleitet. Die Halbtonmaske Typ I vereint das Prinzip der Erzeugung und Interferenz einer komplexen Objektwelle mit einer Referenzwelle innerhalb eines optischen Elements. Für der Herstellung analoger DOEs ist die Verwendung der Halbtonmaske Typ I aufgrund ihrer Kompaktheit und Stabilität dem interferometrischen Phasenkontrastaufbau vorzuziehen. Anhand mehrere Experimente wurde gezeigt, dass sich die Halbtonmaske Typ I für den Einsatz in der analogen Lithographie eignet. In einer ausführlichen Diskussion zur Halbtonmaske Typ I wurden weitere Möglichkeiten zur Ableitung der Halbtonmaske Typ I erörtert. In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Merkmale der Halbtonmaske Typ I im Vergleich zur klassischen Halbtonmaske zusammengefasst. Besonders hervorzuheben ist die Anwendung der Halbtonmaske Typ I als Phasenmaske. In Verbindung mit einem SLM ist es möglich, schnell und flexibel eine beliebige Intensitätsverteilung für die analoge Lithographie zu erzeugen.

Tabelle 5.1: Vergleich zwischen klassischer Halbtonmaske und Halbtonmaske Typ I

Bezeichnung der Halbtonmaske	Physikalisches Wirkungsprinzip	Technische Umsetzung	Beugungsordnung mit angepasster Intensitätsverteilung	Implementierung
klassische Halbtonmaske	Variation der Transmission	Modulation der Pulsweite (1), der Pulsdichte (2), Kombination aus (1) und (2)	0. Ordnung	Amplitudenmaske
Halbtonmaske Typ I	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenbreite	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasenmaske

6 Interferometrischer Phasenkontrast mittels konjugierter Objektwelle

Die Interferenz der Objektwelle mit ihrer konjugierten Objektwelle führt zu einem Interferenzbild, welches die doppelte Empfindlichkeit zu konventionellen Interferometern besitzt [149]. Die konjugierte Objektwelle, welche die Referenzwelle darstellt, kann zum Beispiel mittels phasenkonjugiertem Spiegel erzeugt werden [150, 151]. In diesem Kapitel wird erörtert, ob die Interferenz von Objektwelle mit ihrer konjugierten, für die Herstellung von DOEs genutzt werden kann.

6.1 Erzeugung der Objektwelle und ihre konjugierte mittels detour-Phase Hologramm

In Bild 6.1 ist ein Versuchsaufbau mit einem detour-Phase Hologramm skizziert. Wie in der Skizze zu sehen ist, treffen Strahlenbündel (1) und (2) auf das detour-Phase Hologramm. Beide Strahlenbündel werden am detour-Phase Hologramm gebeugt und es entstehen mehrerer Beugungsordnungen. Um die Objektwelle nun mit einer konjugierten Objektwelle zu überlagern, ist der Winkel zwischen Strahlenbündel (1) und (2) so gewählt, dass die 1. Beugungsordnung von Strahlenbündel (1) mit der -1. Beugungsordnung von Strahlenbündel (2) interferiert. Im Vergleich zum Versuchsaufbau aus Abschnitt 5.1 wird nicht die 0. Ordnung, sondern die -1. Ordnung als Referenzwelle genutzt. Die Motivation für diese Modifizierung war, nicht mehr die 0. Beugungsordnung des detour-Phase Hologramms als Referenzwelle zu verwenden, da diese aufgrund des *zero-order scattering* eine „unsaubere“ Beugungsordnung darstellt [117]. Des Weiteren ist die Beugungseffizienz des detour-Phase Hologramms für die 1. und -1. Beugungsordnung identisch. Ist die Intensität von Strahlenbündel (1) und (2) gleich groß, so ist auch die Intensität der

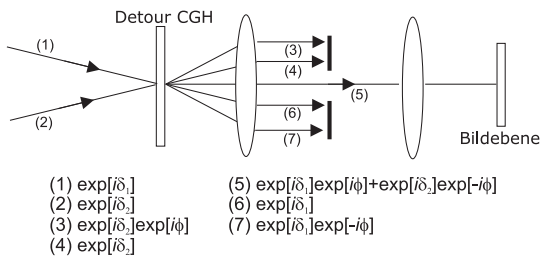


Bild 6.1: Interferometrischer Phasenkontrastaufbau mit Anwendung eines detour-Phase Hologramms zum Erzeugen der Objektwelle und ihrer konjugierten Objektwelle.

1. Ordnung (Objektwelle) gleich der Intensität der -1. Ordnung (konjugierte Objektwelle). Somit stellt die Beugungseffizienz nur ein Dämpfungsfaktor dar und wird in diesem Abschnitt nicht weiter berücksichtigt. Es ist an dieser Stelle zu erwähnen, dass Fainman et. al. einen ähnlichen interferometrischen Aufbau mit nur einem Hologramm vorgeschlagen hatten [149]. Jedoch handelte es sich bei diesem Aufbau nicht um ein synthetisches Hologramm. Des Weiteren trifft nur ein Strahlenbündel auf das Hologramm, sodass die Objektwelle und ihre konjugierte erst nach dem Hologramm mit Hilfe eines aufwendigen interferometrischen Aufbau überlagert werden.

Nach dem Filtern der anderen Beugungsordnungen in Bild 6.1 wird nur die Interferenz von der Objektwelle mit ihrer konjugierten in die Bildebene abgebildet:

$$U(x, y) = \exp[i\delta_1] \exp[i\phi(x', y')] + \exp[i\delta_2] \exp[-i\phi(x', y')] \quad (72)$$

Aus dem Betragsquadrat von Gleichung (72) folgt die Intensitätsgleichung für dieses Phasenkontrastverfahren:

$$I(x', y') = |\exp[i\delta_1] \exp[i\phi(x', y')] + \exp[i\delta_2] \exp[-i\phi(x', y')]|^2$$

$$\begin{aligned}
&= 2 + \exp[-i\delta_2] \exp[-i\delta_1] \exp[2i\phi(x', y')] + (\exp[i\delta_2] \exp[i\delta_1] \\
&\quad \times \exp[-2i\phi(x', y')]) \\
&= 2 + [\cos \delta_2 - i \sin \delta_2] \times [\cos \delta_1 - i \sin \delta_1] \times [\cos \phi(x', y') \\
&\quad + i \sin \phi(x', y')] \times [\cos \phi(x', y') + i \sin \phi(x', y')] + [\cos \delta_2 \\
&\quad + i \sin \delta_2] \times [\cos \delta_1 + i \sin \delta_1] \times [\cos \phi(x', y') - i \sin \phi(x', y')] \\
&\quad \times [\cos \phi(x', y') - i \sin \phi(x', y')] \\
&= 2 + 2 \cos[2\phi(x', y') - (\delta_2 - \delta_1)] \tag{73}
\end{aligned}$$

In Bild 6.2 ist in Abhängigkeit vom Gangunterschied zwischen Strahlenbündel (1) und (2) die Phase-zu-Intensitätsabbildung dargestellt. Wie im Graphen deutlich wird, gibt es keine eindeutige Phasenzuordnung für Phasenobjekte mit $\phi > \pi/2$. Diese Verdopplung der cosinusförmigen Intensitätskurve steigert somit die Empfindlichkeit des interferometrischen Aufbaus. In Bild 6.3 ist die Auswirkung der Intensitätskurve bei der Abbildung eines Arrays von modulo 2π Fresnellinsen zu sehen. Die Phasenverteilung aus Bild 6.3 (a) wurde zunächst in ein detour-Phase

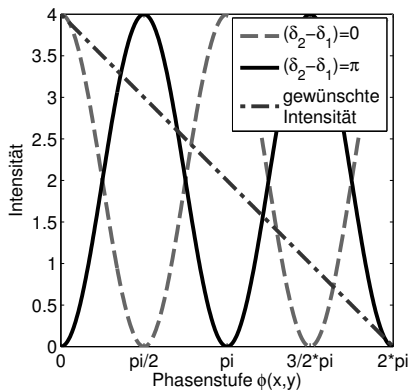


Bild 6.2: Phase-zu-Intensitätsabbildung beim Phasenkontrastverfahren mit konjugierter Objektwelle.

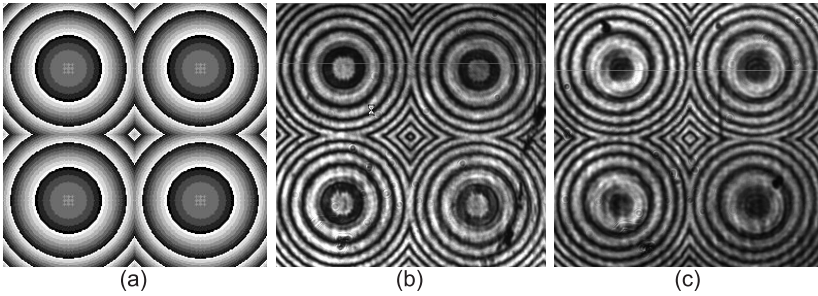


Bild 6.3: Abbildung eines Arrays von Fresnellinsen mittels Objektwelle und ihrer konjugierten: (a) Phasenverteilung; (b) Intensitätsverteilung in der Bildebene für $\delta_2 - \delta_1 = 0$; (c) Intensitätsverteilung in der Bildebene für $\delta_2 - \delta_1 = \pi$.

Hologramm umgewandelt und mittels Folienmaske im Versuchsaufbau von Bild 6.1 implementiert. Die Bilder 6.3 (b) und (c) zeigen die entstehenden Intensitätsverteilungen für den Gangunterschied $\delta_2 - \delta_1 = 0$ und $\delta_2 - \delta_1 = \pi$.

Wie mit dem Bild 6.3 gezeigt wurde, stellt die Interferenz von Objektwelle mit ihrer konjugierten ein Phasenkontrastverfahren dar. Da im Kapitel 3 Phasenkontrastverfahren mit Hilfe der Taylorreihe mathematisch beschrieben wurden, soll an dieser Stelle gezeigt werden, dass auch die Interferenz von Objektwelle mit ihrer konjugierten über den Ansatz der Taylorreihe gelöst werden kann. Die Interferenz für einen Gangunterschied $\delta_2 - \delta_1 = 0$ lässt sich dabei wie folgt beschreiben:

$$\begin{aligned} \exp[i\phi(x', y')] + \exp[-i\phi(x', y')] &= \left(1 + i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 - \frac{1}{6}i\phi^3 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{24}\phi^4 + \dots\right) + \left(1 - i\phi - \frac{1}{2}\phi^2 + \frac{1}{6}i\phi^3 + \frac{1}{24}\phi^4 - \dots\right) \end{aligned} \quad (74)$$

Der 1. Term auf der rechten Seite in Gleichung (74) ist die Taylorreihe der Objektwelle und der 2. Term stellt die Taylorreihe der konjugierten Objektwelle dar. Die Interferenz beider Wellen wird durch das „+“

Zeichen ausgedrückt. Gleichung (74) lässt sich weiter zusammenfassen zu:

$$\exp[i\phi(x', y')] + \exp[-i\phi(x', y')] = \left(2 - \phi^2 + \frac{1}{12}\phi^4 + \dots\right) \quad (75)$$

Die Intensität ergibt sich aus dem Betragsquadrat von Gleichung (75):

$$\begin{aligned} I &= \left|2 - \phi^2 + \frac{1}{12}\phi^4 + \dots\right|^2 \\ &= \left(2 - \phi^2 + \frac{1}{12}\phi^4 + \dots\right) \times \left(2 - \phi^2 + \frac{1}{12}\phi^4 + \dots\right) \end{aligned} \quad (76)$$

Das Ergebnis in Gleichung (76) sind zwei Reihen, die über die Beziehung in Gleichung (17) zusammengefasst werden können:

$$\begin{aligned} I &= (2 \cos \phi) \times (2 \cos \phi) \\ &= 4 \cos^2 \phi \\ &= 2 + 2 \cos(2\phi) \end{aligned} \quad (77)$$

Das Ergebnis von Gleichung (77) ist identisch mit Gleichung (73) für den Fall $(\delta_2 - \delta_1) = 0$. Dies ist ein weiterer Beweis für die Möglichkeit zur Beschreibung von Phasenkontrastverfahren mittels Taylorreihe.

Um die Interferenz von Objektwelle mit der konjugierten Objektwelle zur Herstellung von DOEs mit ge-blaze-tem Oberflächenprofil zu verwenden, muss das Phasenprofil der Objektwelle angepasst werden. Für die Berechnung der Phasen Anpassung ϕ_2 wird die Intensitätskurve für $(\delta_2 - \delta_1) = 0$ mit der Geraden aus Bild 6.2 mathematisch gleichgesetzt:

$$-\frac{2}{\pi}\phi_1 + 4 = 2 + 2 \cos(2\phi_1) \quad (78)$$

Nach dem Umstellen von Gleichung (78) ergibt sich folgende Gleichung

für die Phasenanpassung:

$$\phi_2 = \frac{\arccos\left(1 - \frac{\phi_1}{\pi}\right)}{2} \quad (79)$$

Mit Gleichung (79) kann nun die Phasenverteilung für die Photolackbelichtung angepasst werden. Bei der Umwandlung der Phasenverteilung in die Intensitätsverteilung wird diese bei $(\delta_2 - \delta_1) = 0$ invers für die Photolackbelichtung dargestellt. Wird die Phasenverteilung mittels detour-Phase Hologramm implementiert, muss bei der Berechnung des detour-Phase Hologramms eine notwendige Anzahl an Phasenstufen ϕ_{erf} bei einer bestimmten Phasenverteilung ϕ_{Phase} beachtet werden. Für die Berechnung der erforderlichen Phasenstufen ϕ_{erf} konnte aus Bild 6.2 folgende Gleichung ermittelt werden:

$$\phi_{\text{desired}} = 4(\phi_{\text{adapt}} - 1) \quad (80)$$

Im Vergleich zum interferometrischen Phasenkontrastverfahren mit einer ebenen Welle, ist für die Implementierung der Phasenverteilung eine höhere Auflösung an Phasenstufen notwendig (siehe Gleichung (52), Abschnitt 4.3.2). Da beim detour-Phase Hologramm die Phase über die räumliche Verschiebung von Gitterlinien erfolgt, bedeutet der Bedarf an höherer Auflösung, dass das detour-Phase Hologramm eine größere räumliche Ausdehnung besitzt. Aufgrund dieses Nachteils, wurde der Belichtungsaufbau aus Bild 6.1 nicht für die Herstellung von DOEs genutzt. Des Weiteren muss im Belichtungsaufbau von Bild 6.1 das Strahlenbündel (1) und (2) mittels Strahlteiler erzeugt, sowie mittels Spiegel zum detour-Phase Hologramm gelenkt werden. Eine Modifizierung des Belichtungsaufbaus wird daher im folgenden Abschnitt 6.2 vorgestellt.

In diesem Abschnitt ist noch eine Besonderheit zu diskutieren, die es zwischen der Interferenzlithographie und der Interferenz von Objektwel-

le mit ihrer konjugierten gibt. Für den Fall, dass bei der Interferenzlithographie die zu interferierenden Wellen sich gegenläufig ausbreiten, dann ergibt sich aus Gleichung (1) folgende Abhängigkeit für die Intensität:

$$\begin{aligned}
 I &= 4A^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right) \\
 &= 4A^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \sin 90^\circ \right) \\
 &= 2A + 2A \cos \left(2 \frac{2\pi}{\lambda} x \right)
 \end{aligned} \tag{81}$$

Dabei wurde der Winkel $\alpha = 90^\circ$ aus Bild 2.1 in Abschnitt 2.1 entnommen. Des Weiteren wird die Amplitude mit $A=1$ vorausgesetzt und der Term $\frac{2\pi}{\lambda} x$ ist als Phase ϕ zu verstehen. Gleichung (81) vereinfacht sich demzufolge zu:

$$I = 2 + 2 \cos(2\phi) \tag{82}$$

Mit Gleichung (82) kann nun die Intensität für den speziellen Fall der gegenläufigen Wellenausbreitung berechnet werden. Im Vergleich zum Intensitätsverhalten bei der Interferenz von Objektwelle und ihrer konjugierten, ist Gleichung (82) identisch zu Gleichung (73) für den Fall $(\delta_2 - \delta_1) = 0$. Der Belichtungsaufbau aus Bild 6.1 stellt somit eine abbildende Interferenzlithographie mit gegenläufigen Wellen dar. Mit Hilfe zweier ebenen Wellenfronten und einem detour-Phase Hologramm kann beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren mittels konjugierter Objektwelle ein beliebiges Interferenzmuster für die Photolackbelichtung erzeugt.

6.2 Ableitung einer Halbtonmaske aus dem Phasenkontrastverfahren mit konjugierter Objektwelle

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass der interferometrische Phasenkontrast mittels konjugierter Objektwelle ebenfalls innerhalb einer Halbtonmaske integriert werden kann. In Bild 6.4 wird dazu ein modifizierter Belichtungsaufbau gezeigt. Im Belichtungsaufbau sind zwei detour-Phase Hologramme positioniert. Trifft das Strahlenbündel (1) auf das erste detour-Phase Hologramm, so wird dieses gebeugt. In der 1. Beugungsordnung (Strahlenbündel (2)) wird die gewünschte Objektwelle geführt. Diese trifft auf das zweite detour-Phase Hologramm und wird wieder gebeugt. Die 0. Ordnung (Strahlenbündel (4)) dieser Beugung stellt weiterhin die gewünschte Objektwelle dar, da diese lediglich in ihrer Amplitude gedämpft wurde. Die höheren Beugungsordnungen, welche zum Zwecke der Übersichtlichkeit in Bild 6.4 nicht eingezeichnet sind, werden in der Fourierebene des $4-f$ Linsensystems gefiltert. Zum Erzeugen der konjugierten Objektwelle dient das zweite detour-Phase Hologramm. Dieses Hologramm trägt die konjugierte Phasenfunktion des ersten Hologramms. Trifft das Strahlenbündel (3), welches die 0. Ordnung von Strahlenbündel (1) ist, auf das zweite Hologramm, so wird

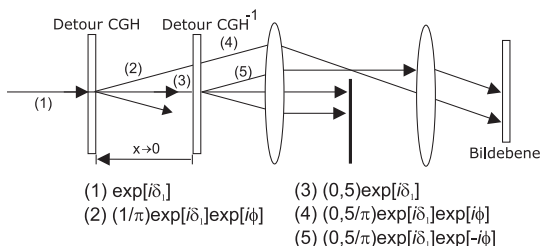


Bild 6.4: Interferometrischer Phasenkontrastaufbau mit Anwendung eines detour-Phase Hologramms zum Erzeugen der Objektwelle sowie eines konjugiertem detour-Phase Hologramms zum Generieren der konjugierten Objektwelle.

dieses gebeugt. Die 1. Beugungsordnung (Strahlenbündel (5)) stellt die konjugierte Objektwelle dar. Da beide detour-Phase Hologramme die selbe Trägerfrequenz haben, bewegen sich die Objektwelle (Strahlenbündel (4)) und die konjugierte Objektwelle (Strahlenbündel (5)) mit gleichem Richtungswinkel fort. Geht der Abstand zwischen den beiden detour-Phase Hologrammen gegen Null ($x = 0$), dann können die Objektwelle und die konjugierte Objektwelle interferieren. Nach dem Filtern der unerwünschten Beugungsordnungen in der Fourierebene, ergibt sich folgende Welle in der Bildebene:

$$U(x, y) = \frac{0,5}{\pi} \exp[i\delta_1] \exp[i\phi(x', y')] + \frac{0,5}{\pi} \exp[i\delta_1] \exp[-i\phi(x', y')] \quad (83)$$

Wobei die Intensitäts sich aus dem Betragsquadrat von Gleichung (83) berechnet:

$$\begin{aligned} I(x', y') &= \left(\frac{0,5}{\pi} \right)^2 |\exp[i\delta_1] \exp[i\phi(x', y')] + \exp[i\delta_1] \exp[-i\phi(x', y')]|^2 \\ &= \left(\frac{0,5}{\pi} \right)^2 (2 + \exp[2i\phi(x', y')] + \exp[-2i\phi(x', y')]) \\ &= \left(\frac{0,5}{\pi} \right)^2 (2 + [\cos \phi(x', y') + i \sin \phi(x', y')] \times [\cos \phi(x', y') \\ &\quad + i \sin \phi(x', y')] [\cos \phi(x', y') - i \sin \phi(x', y')] \\ &\quad \times [\cos \phi(x', y') - i \sin \phi(x', y')]) \\ &= \left(\frac{0,5}{\pi} \right)^2 (2 + 2 \cos[2\phi(x', y')]) \\ &= \frac{1 + \cos[2\phi(x', y')]}{2\pi^2} \end{aligned} \quad (84)$$

Das Ergebnis in Gleichung (84) besteht aus der bisher bekannten Gleichung (73) multipliziert mit einem Dämpfungsfaktor. In Bild 6.5 ist der

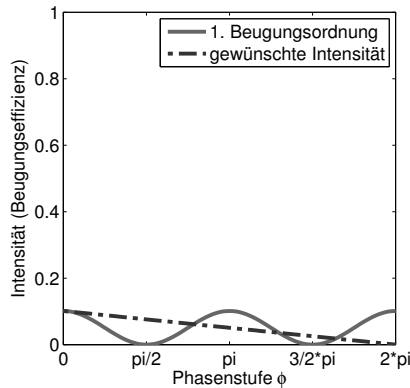


Bild 6.5: Intensitätsverlauf der 1. Beugungsordnung in Abhängigkeit von der Phasenstufe ϕ .

Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Phasenstufe ϕ dargestellt. Durch Gleichsetzen der abgeschwächten Intensitätsverteilung mit der Geraden in Bild 6.5, kann eine Gleichung für die lineare Phasen Anpassung berechnet werden:

$$-\frac{1/\pi^2}{2\pi^2}\phi_1 + \frac{1}{\pi^2} = \frac{1 + \cos(2\phi_1)}{2\pi^2} \quad (85)$$

Nach Umstellen von Gleichung (85) ergibt sich folgende Gleichung für die Phasen Anpassung:

$$\phi_2 = \frac{\arccos\left(1 - \frac{\phi_1}{\pi}\right)}{2} \quad (86)$$

Trotz des Dämpfungsfaktors von $(0, 5/\pi)$ wird mit Gleichung (86) das selbe Ergebnis für die Phasen Anpassung wie mit Gleichung (79) aus dem vorherigen Kapitel erzielt.

Mit der mathematischen Analyse zum Versuchsaufbau aus Bild 6.4

konnte gezeigt werden, dass die Integration des interferometrischen Phasenkontrastes mit konjugierter Objektwelle unter Anwendung zweier detour-Phase Hologramme möglich ist. Anstatt die zwei einzelnen detour-Phase Hologramme im Belichtungsaufbau zu verwenden, kann durch Verschmelzen der beiden Hologramme ein neuer Typ von Halbtonmaske gewonnen werden (siehe Bild 6.6). In Bild 6.6 (a) ist eine Phasenverteilung in Form einer Grauwertverteilung zu sehen. Diese Phasenverteilung wurde mittels Gleichung (86) in eine angepasste Phasenverteilung umgewandelt (siehe Bild 6.6 (b)). Um die fünf unterschiedlichen Phasenwerte aus Bild 6.6 (b) in fünf unterschiedliche Intensitäten umwandeln zu können, sind aufgrund von Gleichung (80) sechzehn Phasenstufen zur Berechnung des detour-Phase Hologramms notwendig. Bild 6.6 (c) zeigt das berechnete detour-Phase Hologramm für die angepasste Phasenverteilung. Um das detour-Phase Hologramm mit konjugierter Phasenverteilung berechnen zu können, wurde die angepasste Phasenverteilung aus Bild 6.6 (b) invertiert. In Bild 6.6 (e) ist das berechnete detour-Phase Hologramm für die invertierte angepasste Phasenverteilung von Bild 6.6 (d) abgebildet. Bild 6.6 (f) zeigt die resultierende Maske, welche bei der Überlagerung beider detour-Phase Hologramme entsteht. Wie anhand der Streifenbreite der weißen Gitterlinien zu erahnen ist, sind in der Halbtonmaske fünf unterschiedliche Intensitätswerte kodiert. Der neue Typ von Halbtonmaske wird zur Abgrenzung von den anderen Halbtonmasken als interferometrische Halbtonmaske Typ II bezeichnet. Mittels Photoplotter wurde die Halbtonmaske aus Bild 6.6 (f) als Folienmaske hergestellt und anschließend im Versuchsaufbau von Bild 5.4 implementiert (siehe Abschnitt 5.2). In Bild 6.6 (g) ist dazu die entstehende Intensitätsverteilung in der Bildebene zu sehen. Obwohl fünf unterschiedliche Intensitätsstufen deutlich zu erkennen sind, ist das Ergebnis nicht so überzeugend wie das Ergebnis bei der interferometrischen Halbtonmaske Typ I. Ein Problem hierbei war die Filterung der gewünschten Beugungsordnung. Aufgrund

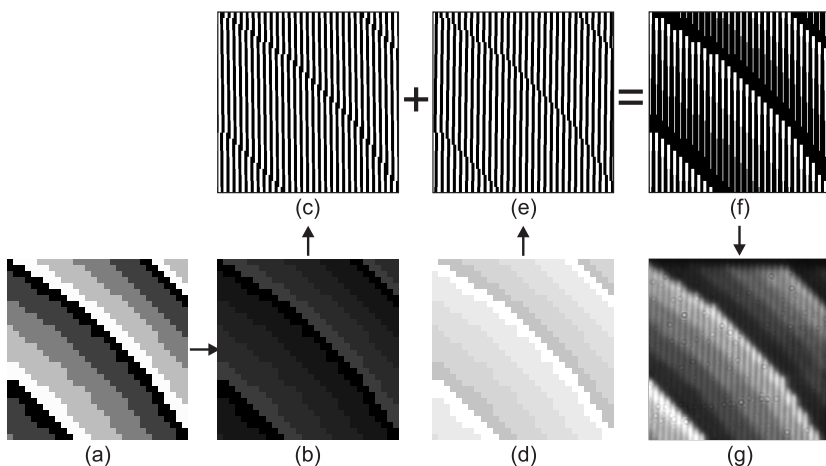


Bild 6.6: Verschmelzen von detour-Phase Hologramm mit dem konjugiertem detour-Phase Hologramm (weitere Erläuterung siehe Text).

der hohen Anzahl der erforderlichen Phasenstufen bei der Kodierung der detour-Phase Maske (siehe Gleichung (80)) folgt eine größere Ausdehnung der interferometrischen Halbtonmaske Typ II. Bei der Verwendung einer Weißlichtquelle mit begrenzter räumlicher Kohärenz überlappen die Beugungsordnungen im Experiment teilweise [31]. Um die Beugungsordnung räumlich getrennt zu erhalten, sind kleinere Strukturen auf der Folienmaske erforderlich. Diese konnten aufgrund der begrenzten Auflösung des verwendeten Photoplotters MIVA 1616 T3¹ nicht weiter verringert werden. Es war somit nicht möglich die Beugungsordnungen vollständig voneinander zu trennen, sodass die Qualität der Intensitätsverteilung von Bild 6.6 (f) nicht zufrieden stellend ist. Eine Fertigungstechnologie mit hoher lateraler Auflösung ist daher für die Herstellung der interferometrischen Halbtonmaske Typ II notwendig. Diese stand im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht zur Verfügung,

¹Hersteller MIVA Technologies GmbH.

sodass der neue Typ von Halbtonmaske nicht für Belichtungsversuche verwendet werden konnte. Da das Prinzip der interferometrischen Halbtonmaske Typ II auf eine Kodierung der Intensität innerhalb der 1. Beugungsordnung beruht, sind prinzipiell die selben Ergebnisse wie bei der interferometrischen Halbtonmaske Typ I zu erwarten.

6.3 Diskussion zur interferometrischen Halbtonmaske Typ II

6.3.1 Weitere Möglichkeiten zur Ableitung der Halbtonmaske Typ II

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass die interferometrische Halbtonmaske Typ II auch von anderen Ansätzen abgeleitet werden kann. Die interferometrische Halbtonmaske Typ II entsteht durch das Überlagern zweier detour-Phase Hologramme Lohmann Typ I. Somit kodiert die interferometrische Halbtonmaske Typ II theoretisch zwei unterschiedliche Phasenwerte. Auch das detour-Phase Hologramm Lohmann Typ II kodiert zwei Phasenwerte innerhalb einer detour-Zelle (siehe Bild 6.7 (a)). Demzufolge könnte die interferometrische Halbtonmaske Typ II auch vom detour-Phase Hologramm Lohmann Typ II direkt abgeleitet werden. Die Amplitude der 1. Beugungsordnung beim detour-Phase Hologramm Lohmann Typ II ist wie folgt gegeben:

$$A = \frac{2}{\pi} \sin(\pi W) \cos(\pi \Delta P) \quad (87)$$

Die Variable ΔP berechnet sich aus beiden Phasenwerten der detour-Zelle:

$$\Delta P = P_2 - P_1 \quad (88)$$

In Bild 6.7 (b) wird der spezielle Fall gezeigt, bei dem die Phase der Objektwelle (P_1) und die Phase der konjugierten Objektwelle ($P_2 = -P_1$) mittels detour-Phase Hologramm Lohmann Typ II kodiert ist. Unter dieser Bedingung ergibt sich die resultierende Phase zu $\Delta P = -2P_1$. Zusätzlich zur Kodierung der Phasenwerte, wird die Amplitude über die Linienbreite W geregelt. Beim Betrachten der interferometrischen Halbtonmaske Typ II von Bild 6.6 (f) fällt auf, dass sich die weißen Gitterlinien symmetrisch mit den kodierten Phasenwerten verbreitern oder verkleinern. Dieses symmetrische Verhalten entspricht genau dem der detour-Zelle aus Bild 6.7 (b). Des Weiteren kann aus den Bildern 6.6 (b) und (f) entnommen werden, dass mit einem zunehmenden Phasenwert die Breite der weißen Gitterlinien abnimmt. Anhand dieser Erkenntnis kann $W = \Delta P = -2P_1$ gesetzt werden. Dadurch vereinfacht sich die Gleichung (87) zur Beschreibung der Amplitude wie folgt:

$$\begin{aligned} A &= \frac{2}{\pi} \sin(\pi W) \cos(\pi W) \\ &= \frac{1}{\pi} \sin(2\pi W) \end{aligned} \quad (89)$$

Über das Betragsquadrat von Gleichung (89) berechnet sich die Intensität zu:

$$I = \frac{1}{\pi^2} \sin^2(2\pi W) = \frac{1 - \cos(4\pi W)}{2\pi^2} \quad (90)$$

In Bild 6.7 (c) ist der mit Gleichung (90) berechnete Intensitätsverlauf in Abhängigkeit zur Linienbreite W dargestellt. Im Vergleich zum Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Phasenstufe ϕ liegt eine invertierte Verlaufskurve vor (vergleiche Bild 6.7 (c) mit Bild 6.5). Wie bereits erwähnt, verhält sich die Linienbreite umgekehrt proportional zur kodierten Phasenstufe ϕ . Mit der abgeleiteten Gleichung (90) ist es somit möglich, die interferometrische Halbtonmaske Typ II direkt zu

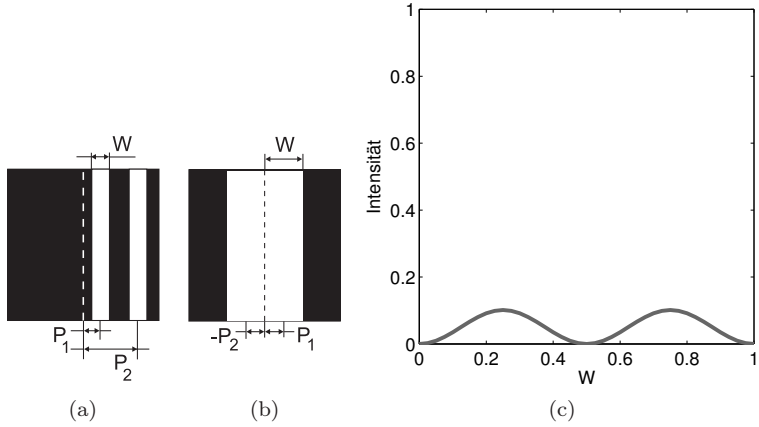


Bild 6.7: detour-Phase Hologramm Lohmann Typ II: (a) Kodierung der Phase P und der Amplitude A innerhalb der detour-Zelle; (b) detour-Zelle für $P_1 = -P_2$; (c) Intensitätsverlauf der 1. Beugungsordnung in Abhängigkeit von der Linienbreite W und der Voraussetzung von $W = -2P_1$.

berechnen.

Eine weitere Möglichkeit zur Ableitung der interferometrischen Halbtönenmaske Typ II ist mit der Gleichung zur Beschreibung der Beugungseffizienz binärer Amplitudengitter (Ronchi-Gitter) gegeben [125, 141]. Aufgrund der Tatsache, dass sich die Linienbreite W in Bild 6.6 (f) symmetrisch zweifach vergrößert, ergibt sich folgende Gleichung:

$$\eta_m = (2W)^2 \text{sinc}^2(m2W) \quad (91)$$

Unter Betrachtung der Beugungseffizienz in der 1. Beugungsordnung folgt:

$$\begin{aligned} \eta_1 &= 4W^2 \frac{\sin^2(\pi 2W)}{4\pi^2 W^2} \\ &= \frac{\sin^2(\pi 2W)}{\pi^2} \end{aligned}$$

$$= \frac{1 - \cos(4\pi W)}{2\pi^2} \quad (92)$$

Das Ergebnis von Gleichung (92) ist identisch mit Gleichung (90). Somit hat dieser Ansatz ebenso seine Gültigkeit zur Ableitung der interferometrischen Halbtonmaske Typ II. Im Folgenden wird die interferometrische Halbtonmaske Typ II kurz als Halbtonmaske Typ II bezeichnet, da sie nicht nur allein vom interferometrischen Phasenkontrastverfahren hergeleitet werden kann.

6.3.2 Anwendung als Phasenmaske

Die Möglichkeit zur Implementierung der Halbtonmaske Typ II als Phasenmaske wird in diesem Abschnitt diskutiert. Wie bei der Halbtonmaske Typ I wird dazu die Phasenhöhe der Linienbreite auf $\rho = \pi$ gesetzt, um die höchste Lichtausbeute in der 1. Beugungsordnung zu erhalten. Unter Berücksichtigung der zweifachen Vergrößerung der Linienbreite, ergibt sich die Gleichung zur Beschreibung der Beugungseffizienz des Phasengitters wie folgt [125, Seite 75]:

$$\begin{aligned} \eta_{1\text{Phase}} &= 2(2W)^2 \text{sinc}^2(m2W) \cdot (1 - \cos \pi) \\ &= 2(2W)^2 \text{sinc}^2(m2W) \cdot 2 \\ &= 16W^2 \frac{\sin^2(\pi 2W)}{4\pi^2 W^2} \\ &= \frac{4(1 - \cos(4\pi W))}{\pi^2} \end{aligned} \quad (93)$$

Bild 6.8 zeigt den Intensitätsverlauf der 1. Beugungsordnung bei Anwendung der Halbtonmaske Typ II als Phasenmaske. Im Vergleich dazu ist der Intensitätsverlauf der 1. Beugungsordnung für die Halbtonmaske Typ I mit eingezeichnet. Es wird deutlich, dass mit der Halbtonmaske Typ II eine höhere Intensität erreicht werden kann. Jedoch ist die Ausdehnung der Halbtonmaske Typ II doppelt so groß wie die der

Halbtonmaske Typ I. Sollte für die Photolackbelichtung die Steilheit der Intensitätskurve der Halbtonmaske Typ II interessant sein, so muss abgewägt werden, ob die Größe der Phasenmaske zu Problemen führt.

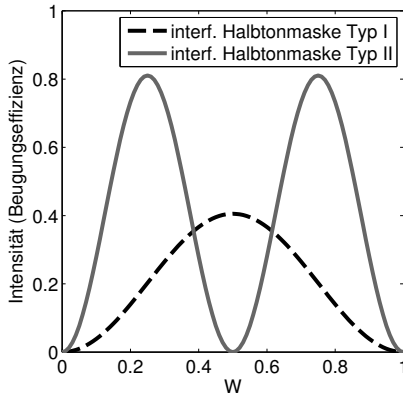


Bild 6.8: Intensitätsverlauf der 1. Beugungsordnung für die Anwendung der Halbtonmaske Typ I und Halbtonmaske Typ II als Phasenmaske.

Wird die Halbtonmaske Typ II als Phasenmaske verwendet, so kann ebenso die Intensitätsverteilung der 0. Ordnung gesteuert werden. Bei einer Phasenhöhe $\rho = \pi$ und der Berücksichtigung der doppelten Vergrößerung der Linienbreite folgt für die Beugungseffizienz des Phasengitters [125, Seite 78]:

$$\begin{aligned}
 \eta_{0\text{Phase}} &= 1 - 2(2W)(1 - 2W) \cdot (1 - \cos \pi) \\
 &= 1 - (8W)(1 - 2W) \\
 &= 1 - 8W + 16W^2
 \end{aligned} \tag{94}$$

In Bild 6.9 ist der berechnete Intensitätsverlauf für Gleichung (94) graphisch dargestellt. Da die Halbtonmaske Typ II nur die Linienbreite im Bereich von $0 \leq W \leq 0,25$ nutzt, ist einzig dieser Bereich relevant. Innerhalb dieses Bereiches ist der Intensitätsverlauf erwartungsgemäß

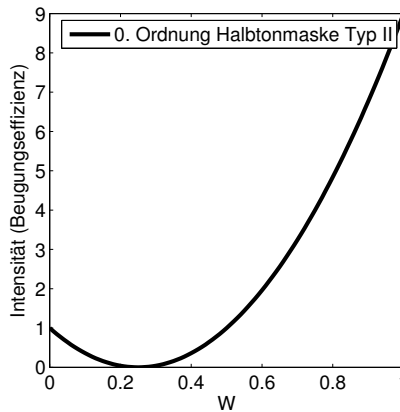


Bild 6.9: Intensitätsverlauf der 0. Ordnung bei Anwendung der Halhtonmaske Typ II als Phasenmaske.

invers zum Intensitätsverlauf der 1. Ordnung. Die 0. Beugungsordnung der Halhtonmaske Typ II stellt eine weitere Möglichkeit zur Herstellung von DOEs dar. Es sei an dieser Stelle auf die Veröffentlichung von Sung et. al. verwiesen, bei der die Autoren ebenfalls die 0. Ordnung einer Phasenmaske nutzen um DOEs herzustellen [32]. Diese Phasenmaske hat prinzipiell Ähnlichkeit mit der Halhtonmaske Typ II, da zwei gleichgroße Phasenquadrate innerhalb eines Pixels in ihrer Ausdehnung symmetrisch verändert werden. Ein Unterschied ist jedoch, dass diese Quadrate sich zweidimensional ausdehnen, während bei der Halhtonmaske Typ II sich die Gitterlinien nur eindimensional verändern. Somit unterschieden sich die Intensitätsgleichungen geringfügig.

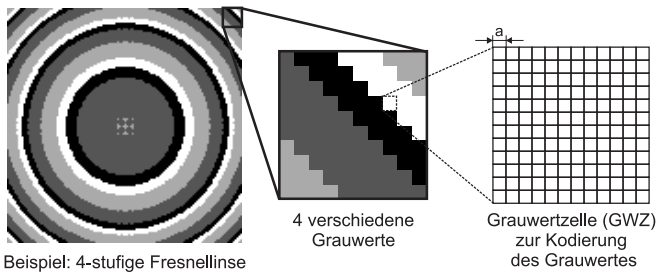
6.3.3 Laterale Ausdehnung der Halhtonmaske Typ II

Wie bereits erwähnt wurde, besitzt die Halhtonmaske Typ II die doppelte laterale Ausdehnung der Halhtonmaske Typ I. Ursache hierfür ist die Vierdeutigkeit in der Phase-zu-Intensitätsabbildung beim interfero-

metrischen Phasenkontrastverfahren mittels konjugierter Objektwelle. Bereits bei der Ableitung der Halbtonmaske Typ II ist ein detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I mit doppelter Größe erforderlich, um die gleiche Anzahl an Phasenstufen zu kodieren. Anhand von Bild 6.10 soll gezeigt werden, welche Auswirkung diese Eigenschaft konkret für die Kodierung eines Grauwertbildes mittels Halbtonmaske Typ II hat. Im oberen Teil von Bild 6.10 ist dazu wieder das Grauwertbild der vierstufigen Fresnellinse zu sehen. Aufgabe der Halbtonmaske Typ II ist es, diese vier verschiedenen Grauwerte zu kodieren. Im unteren Teil von Bild 6.10 ist die GWZ zur Kodierung der vier verschiedenen Grauwerte abgebildet. Die GWZ der Halbtonmaske Typ II entspricht dabei der detour-Zelle des detour-Phase Hologramms Lohmann Typ II. Die laterale Ausdehnung der GWZ in Bild 6.10 beträgt insgesamt 12×12 Pixel. Das entspricht der doppelten Größe der Halbtonmaske Typ I, wenn ebenfalls vier Grauwerte zu kodieren sind. Mit einer Pixelkantenlänge von $a = 0,4 \mu\text{m}$ und 120 Pixeln des Grauwertbildes entsteht eine Halbtonmaske Typ II mit einer lateralen Ausdehnung von $576 \times 576 \mu\text{m}^2$. Der Einsatz der Halbtonmaske Typ II zur Herstellung von DOEs scheint aufgrund des enormen Raumbedarfs fraglich. Allerdings muss beachtet werden, dass letztendlich die Empfindlichkeit des Photolacks im Zusammenspiel mit der Intensitätskurve der Halbtonmaske Typ II die wahre Größe der Halbtonmaske bestimmt. Sollen zum Beispiel tiefe Strukturen in den Photolack belichtet werden, dann kann auch die Halbtonmaske Typ II zu einer kompakten Maske führen. Grundlage hierfür ist der starke Intensitätsanstieg innerhalb der Intensitätskurve, bei der Implementierung der Halbtonmaske Typ II als Phasenmaske (siehe Bild 6.8). Eine genaue Aussage zur Größe der Halbtonmaske kann jedoch erst in Verbindung mit den Photolack gemacht werden. Für die Anwendung der Halbtonmasken in der Lithographie ist es daher empfehlenswert, sich ein Programm zu erstellen, welches die Größe der klassischen Halbtonmaske, der Halbtonmaske Typ I und der Halbtonmaske Typ II in

Abhängigkeit vom verwendeten Photolack und der zu erreichenden Belichtungstiefe berechnet. Mit dem Parameter der lateralen Ausdehnung, und unter Berücksichtigung der Vor- und Nachteile der einzelnen Halbtönmasken, kann dann die passende Halbtönmaske für die jeweilige Anwendung ausgewählt werden.

In Kapitel 6 wurde der interferometrische Phasenkontrast mittels konjugierter Objektwelle diskutiert. Es wurde ein Versuchsaufbau vorgestellt, der die Objektwelle und die konjugierte Objektwelle mit einem detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I erzeugt. Mit Hilfe einer Phasen Anpassung kann die Vierdeutigkeit in der Phase-zu-Intensitätsabbildung umgangen werden, sodass auch mit diesem Verfahren beliebige Intensitätsverteilungen für die analoge Lithographie erzeugt werden können. Aus dem Belichtungsaufbau zum interferometrischen Phasenkontrast



Halbtönmaske Typ II

Kodierung vier verschiedener Grauwerte

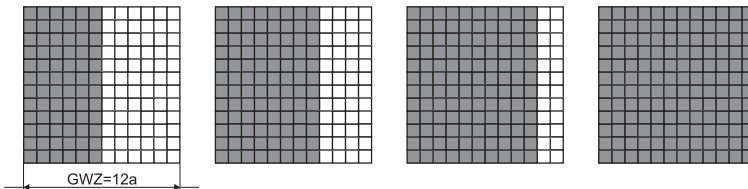


Bild 6.10: Laterale Ausdehnung der GWZ der Halbtönmaske Typ II bei der Kodierung vier unterschiedlicher Grauwerte.

mittels konjugierter Objektwelle konnte ebenfalls ein neuer Typ von Halbtonmaske abgeleitet werden. In Tabelle 6.1 wurde die Tabelle 5.1 aus Abschnitt 5.4.3 mit der neuen Halbtonmaske Typ II erweitert.

Tabelle 6.1: Vergleich zwischen klassischer Halbtommaske, Halbtommaske Typ I und Halbtommaske Typ II

Bezeichnung der Halbtommaske	Physikalisches Wirkungsprinzip	Technische Umsetzung	Beugungsordnung mit angepasster Intensitätsverteilung	Implementierung
klassische Halbtommaske	Variation der Transmission	Modulation der Pulsweite (1), der Pulsdichte (2), Kombination aus (1) und (2)	0. Ordnung	Amplitudenmaske
Halbtommaske Typ I	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenbreite	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske
Halbtommaske Typ II	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenbreite	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske

7 Ableitung weiterer Halbtonmasken

In den vorherigen Kapiteln wurden zwei neue Typen von Halbtonmasken vorgestellt. Dabei wurde zuerst die interferometrische Halbtonmaske Typ I aus dem Belichtungsaufbau mit einem Beugungsgitter und dem detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I abgeleitet. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die interferometrische Halbtonmaske Typ I direkt aus der Amplitudenkodierung des detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I hergeleitet werden kann. Ähnlich verhielt es sich bei der interferometrischen Halbtonmaske Typ II, welche aus der Überlagerung zweier detour-Phase Hologramme Typ I entstand. Auch bei dieser Halbtonmaske konnte gezeigt werden, dass eine direkte Ableitung von dem detour-Phase Hologramm Lohmann Typ II möglich ist. Da es noch weitere Typen von detour-Phase Hologrammen gibt, wurde auch diese Hologramme für den Einsatz als Halbtonmasken untersucht. Dabei eignete sich sowohl das detour-Phase Hologramm Typ III als auch das detour-Phase Hologramm Typ VII als Halbtonmaske [117]. Diese neuen Typen von Halbtonmasken werden in den folgenden zwei Abschnitten näher erläutert.

7.1 Halbtonmaske Typ III

In Bild 7.1 (a) ist die graphische Kodierung einer detour-Zelle des detour-Phase Hologramms Typ III zu sehen [140]. Die Phase P wird über eine horizontale Verschiebung des transparenten (weißen) Rechtecks gesteuert. Über die Parameter H und W wird die Amplitude A der 1. Beugungsordnung wie folgt verändert:

$$A \sim H \sin(\pi W) \quad (95)$$

Wie in den vorherigen Kapiteln gezeigt wurde, kann das detour-Phase Hologramm als Amplituden- sowie als Phasengitter verwendet werden. Die Anpassung der Intensitätskurve an ein lineares Verhalten ist in beiden Fällen gleich. Aus diesem Grund wird in Gleichung (95) der allgemeine Fall, ausgedrückt über das Proportionalitätszeichen, diskutiert. Aus dem Quadrat der Amplitude resultiert die Intensitätsgleichung:

$$I \sim H^2 \sin^2(\pi W) \quad (96)$$

Die Intensität der 1. Beugungsordnung kann also über die Parameter H und W gesteuert werden (siehe Gleichung (96)). Beim detour-Phase Hologramm Typ III wird jedoch der Parameter W auf einen bestimmten Wert festgelegt¹. Eine gleichzeitige Variation mit dem Parameter H findet nicht statt. Um eine hohe Intensität in der 1. Beugungsordnung zu erhalten wird der Parameter $W = 0,5$ gesetzt. Somit vereinfacht sich Gleichung (96) zu:

$$I \sim H^2 \quad (97)$$

In Gleichung (97) verhält sich die Intensität der 1. Beugungsordnung proportional zum Quadrat der vertikalen Ausdehnung des transparenten Rechtecks. Somit ist der Intensitätsverlauf ähnlich der klassischen Halbtonmaske (siehe Gleichung (59), Abschnitt 5.2). Die Anwendung der Halbtonmaske als Amplituden- oder Phasenmaske bestimmt letztendlich den Betrag der Intensität. Für ein Experiment zur Demonstration der Halbtonmaske Typ III dient die Intensitätsverteilung der Fresnel-linse aus Bild 7.1 (b). Die Intensitätsverteilung besitzt 15 Phasenstufen, die mittels Halbtonmaske Typ III kodiert wurden. Bild 7.1 (c) zeigt dazu einen Ausschnitt der berechneten Halbtonmaske. Diese Halbtonmaske wurde als Folienmaske hergestellt und im Experimentalaufbau von

¹Im Gegensatz dazu sind beim detour-Phase Hologramm Typ IV die Parameter H und W gleichzeitig variabel [117].

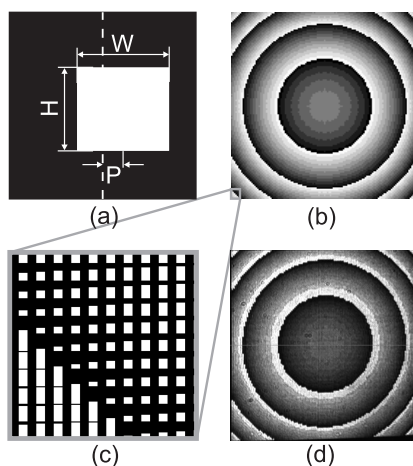


Bild 7.1: detour-Phase Hologramm Lohmann Typ III: (a) graphische Kodierung; (b) Testobjekt Fresnellinse; (c) Ausschnitt der berechneten Halbtonmaske Typ III für das Testobjekt Fresnellinse; (d) erreichte Intensitätsverteilung in der Bildebene

Bild 5.4 implementiert. Bild 7.1 (d) zeigt die resultierende Intensitätsverteilung der 1. Beugungsordnung in der Bildebene. Wie deutlich zu erkennen ist, entsteht die gewünschte Intensitätsverteilung der Fresnellinse. Aufgrund der hohen Anzahl an kodierten Phasenstufen erscheint eine annähernd analoge Intensitätsverteilung in der Bildebene.

Eine besondere Eigenschaft der Halbtonmaske Typ III ist, dass nur eine ungerade Anzahl an Grauwerten innerhalb einer Grauwertzelle kodiert werden kann¹. Als Beispiel dazu zeigt Bild 7.2, die Kodierung von fünf Grauwerten in einer 4×4 Pixel großen Grauwertzelle. Um die gleiche Anzahl an Grauwerten zu kodieren, benötigt demgegenüber die klassische Halbtonmaske 7×7 Pixel, die Halbtonmaske Typ I insgesamt 8×8 Pixel und die Halbtonmaske Typ II die Anzahl von 16×16 Pixeln. Die Halbtonmaske Typ III stellt somit die kompakteste Halbtonmaske dar.

¹Dabei entspricht die Grauwertzelle bei der Halbtonmaske Typ III der detour-Zelle des detour-Phase Hologramms Typ III.

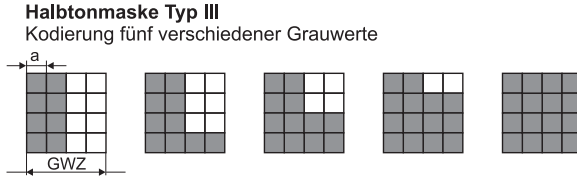


Bild 7.2: Laterale Ausdehnung der GWZ der Halbtonmaske Typ III bei der Kodierung fünf verschiedener Grauwerte.

Jedoch wird auch bei dieser Halbtonmaske die tatsächlich Größe erst durch das Intensitätsverhalten in Abhängigkeit von dem Parameter H in Kombination mit der Empfindlichkeit des Photolacks bestimmt. Da die Halbtonmaske Typ III als Amplituden- und Phasenmaske implementiert werden kann, gibt es zwei unterschiedliche Intensitätskurven in Abhängigkeit von dem Parameter H .

7.2 Halbtonmakse Typ VII

Als weitere mögliche Halbtonmaske wurde das von Hsueh und Sawchuk vorgeschlagene Zweiphasenhologramm untersucht [140]. Das von Lohmann et. al. als Typ VII eingestufte Hologramm ist in Bild 7.3 (a) zu sehen [117]. Wie in der detour-Zelle dargestellt ist, werden zwei Phasenwerte räumlich kodiert. Mittels Subtraktion der zwei Phasenwerte wird der resultierende Phasenwert ΔP berechnet:

$$\Delta P = P_2 - P_1 \quad (98)$$

Über einen weiteren Parameter wird die Breite der transparenten Quadrate gesteuert. Die Amplitude der 1. Beugungsordnung ist beim Zweiphasenhologramm wie folgt gegeben:

$$A \sim \sin(\pi W) \cos(\pi \Delta P) \quad (99)$$

Auch bei diesem Typ von detour-Phase Hologramm wird die Amplitude über das Proportionalitätszeichen ausgedrückt, da wieder die allgemeine Anwendung als Amplituden- oder Phasengitter diskutiert werden soll. Aus dem Quadrat der Amplitude ergibt sich die Intensitätsgleichung:

$$I \sim \sin^2(\pi W) \cos^2(\pi \Delta P) \quad (100)$$

Wie anhand der Gleichung (100) deutlich wird, ist die Intensität von der Quadratbreite W als auch von der resultierenden Phase ΔP abhängig. Um eine hohe Lichtausbeute in der 1. Beugungsordnung zu erhalten, wird $W = 0,5$ gesetzt. Somit ist nur noch die resultierende Phase ΔP zu kontrollieren, um die Intensität der 1. Beugungsordnung beeinflussen zu können. In Bild 7.3 (b) ist der spezielle Fall zu sehen, bei dem der Phasenwert $P_1 = -0,25$ gesetzt wird. Ein Phasenwert von $P_1 = -0,25$ entspricht für die 1. Beugungsordnung eine Phasenverschiebung von $-\pi/2$. Der zweite Phasenwert P_2 variiert dagegen innerhalb des Bereichs $-0,25 \leq P_2 \leq 0,25$ (entspricht einer Phasenverschiebung von $-\pi/2$ bis $\pi/2$). Mit dieser Anordnung der Phasenwerte wird die gesamte Intensitätsgleichung nur über P_2 beeinflusst. Die Gleichung (100)

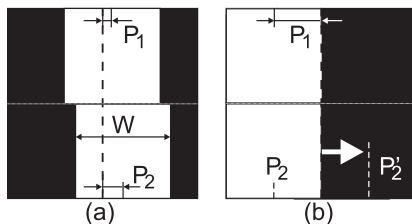


Bild 7.3: detour-Phase Hologramm Typ VII (Hsueh, Sawchuk): (a) graphische Kodierung; (b) spezieller Fall mit $P_1 = -0,25$ und P_2 variabel im Bereich von $-0,25 \leq P_2 \leq 0,25$.

vereinfacht sich dadurch zu:

$$I \sim \cos^2(\pi(P_2 - (-0,25)))$$

$$\sim \frac{1 + \cos(2\pi(P_2 + 0,25))}{2} \quad (101)$$

In Bild 7.4 ist der Intensitätsverlauf des detour-Phase Hologramms Typ VII für den oben diskutierten Fall dargestellt. Das besondere an diesem neuen Typ von Halbtonmaske ist, dass die Größe der transparenten Öffnungen nicht verändert wird. Obwohl die Intensität der 1. Beugungsordnung im Bereich von 0 bis 1 moduliert werden kann, bleibt die Breite W der Quadrate konstant. Im Vergleich zu den bisher diskutierten Halbtonmasken ist somit nicht mehr die Größe der Öffnung entscheidend, sondern der Ort an dem sich die Öffnung befindet.

Für einen Funktionsnachweis der entwickelten Halbtonmaske Typ VII werden die Phasenwerte P_2 an den linearen Intensitätsverlauf aus Bild 7.4 angepasst. Die angepassten Phasenwerte P_2 lassen sich mit

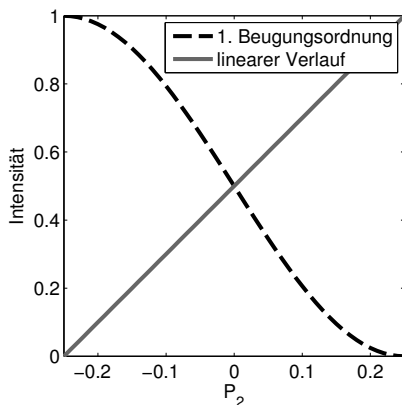


Bild 7.4: Intensitätsverlauf der Halbtonmaske Typ VII für $P_1 = -0,25$ und $-0,25 \leq P_2 \leq 0,25$.

folgender Gleichung berechnen:

$$\begin{aligned} 2P_{\text{linear}} + 0,5 &= \frac{1 + \cos(2\pi(P_2 + 0,25))}{2} \\ P_2 &= \frac{\arccos(4P_{\text{linear}})}{2\pi} - 0,25 \end{aligned} \quad (102)$$

Um ein Phasenobjekt mit Phasenwerten zwischen $0 \leq \phi \leq 2\pi$ in Gleichung (102) anwenden zu können, müssen die Phasenwerte ϕ in die linearen Phasenwerte P_{linear} umgewandelt werden:

$$P_{\text{linear}} = \frac{\phi/2}{2\pi} - 0,25 \quad (103)$$

Mit Gleichung (103) folgt für Gleichung (102):

$$\begin{aligned} P_2 &= \frac{\arccos\left[4\left(\frac{\phi}{4\pi} - 0,25\right)\right]}{2\pi} - 0,25 \\ &= \frac{\arccos\left(\frac{\phi}{\pi} - 1\right)}{2\pi} - 0,25 \end{aligned} \quad (104)$$

Für die Phasenverteilung aus Bild 7.5 (a) wurde mittels Gleichung (103) eine Halbtonmaske Typ VII berechnet. Bild 7.5 (b) zeigt einen Ausschnitt der Halbtonmaske, welche mittels Photoplotter als Folienmaske hergestellt wurde. Die Folienmaske ist anschließend in den Belichtungs-
aufbau von Bild 5.4 eingesetzt worden. Wie in Bild 7.5 (c) zu sehen ist, entsteht in der Bildebene die gewünschte Intensitätsverteilung innerhalb der 1. Beugungsordnung. In einem weiteren Experiment wurde die Phasenverteilung der achtstufigen Fresnellinse aus Bild 7.6 (a) in eine Halbtonmaske Typ VII umgewandelt. Bild 7.6 (b) zeigt einen Ausschnitt der Halbtonmaske, welche ebenfalls als Folienmaske im Belichtungs-
aufbau von Bild 5.4 eingesetzt wurde. In Bild 5.4 (c) ist die in der Bildebene erreichte Intensitätsverteilung abgebildet. Es wird zwar die gewünschte

Intensitätsverteilung der Fresnellinse erreicht, jedoch gibt es Störstellen in Form von dunklen Linien. Diese Linien entstehen, weil an diesen Stellen auf der Halbtonmaske kein Licht in die 1. Beugungsordnung gebeugt wird. Die gefertigte Folienmaske besitzt an diesen Stellen nicht die beugenden Strukturen, da es bei der Fertigung der Maske zu einem Problem kam. Für den Folienplotter muss das Bitmap-Format der Halbtonmaske Typ VII aus Bild 7.6 (b) in ein dxf-Format umgewandelt werden. Dazu wurde das Programm *BMP to DXF*¹ der Firma Img2CAD verwendet. Bei der Umwandlung mit diesem Programm kam es bei der in Bild 7.6 (d) abgebildeten Stelle zu einem Problem bei der Zuordnung der dunklen und hellen Gebiete. Für die Herstellung der Halbtonmaske Typ VII muss daher darauf geachtet werden, dass dieser Fehler nicht entsteht.

Die laterale Ausdehnung der Halbtonmaske Typ VII soll mit Hilfe des Bildes 7.7 diskutiert werden. In Bild 7.7 (a) wird die Größe der Grauwertzelle gezeigt, wenn mit der Halbtonmaske Typ VII drei verschiedene Grauwerte kodiert werden. Die Grauwertzelle der Halbtonmaske Typ VII entspricht der detour-Zelle des detour-Phase Hologramm

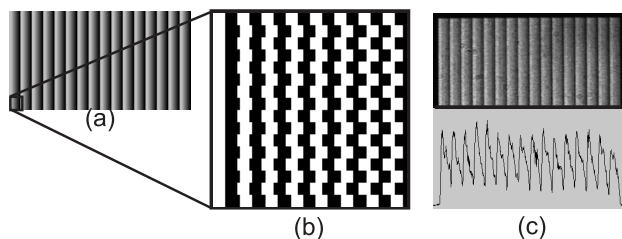


Bild 7.5: Funktionsnachweis Halbtonmaske Typ VII: (a) Testobjekt Stufengitter (die Phasenverteilung wird als Grauwertbild dargestellt) ; (b) Ausschnitt der berechneten Halbtonmaske Typ VII für das Testobjekt Stufengitter; (c) erreichte Intensitätsverteilung in der Bildebene.

¹Das Programm kann als freie Testversion von der Website www.img2cad.com heruntergeladen werden.

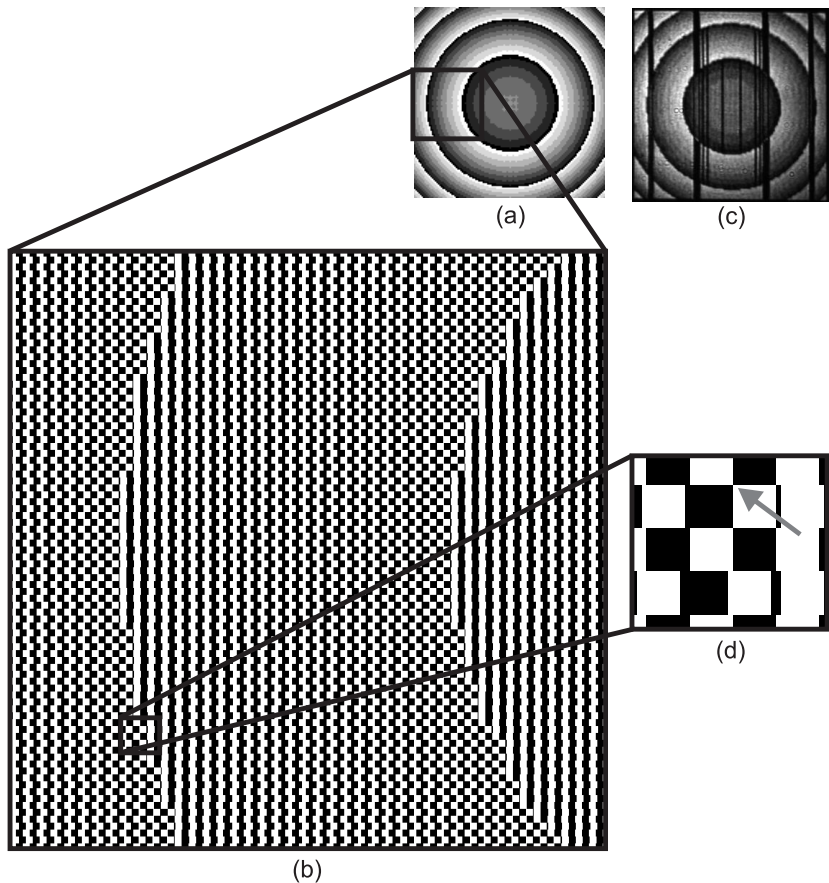


Bild 7.6: Funktionsnachweis Halbtonmaske Typ VII: (a) gewünschte Intensitätsverteilung; (b) Ausschnitt der berechneten Halbtonmaske Typ VII; (c) Intensitätsverteilung der 1. Beugungsordnung in der Bildebene; (d) vergrößerter Ausschnitt eines Problembereichs bei der Herstellung der Halbtonmaske als Folienmaske

Typ VII. Bei der Größe der GWZ wurde vorausgesetzt, dass das Inkrement mit dem der Elektronenstrahl positioniert wird gleich der minimalen Pixelgröße ist. In diesem Fall besteht die GWZ aus 4×4 Pixel.

Im Vergleich dazu benötigt die klassische Halbtonmaske nur 3×3 Pixel um drei Grauwerte zu kodieren (siehe Abschnitt 5.4.3, Bild 5.14). Mit Bild 7.7 (b) soll nun der Fall dargestellt werden, bei dem das Inkrement zur Positionierung des Elektronenstrahls der Hälfte der minimalen Pixelgröße entspricht. Dieser zusätzliche Parameter wird erst jetzt variiert, da die Halbtonmaske Typ VII die Grauwerte innerhalb der GWZ über die Position der Öffnung definiert. Wie in Bild 7.7 (b) zu sehen ist, können bei dem kleineren Inkrement insgesamt fünf verschiedene Grauwerte in der 4×4 Pixel großen Grauwertzelle kodiert werden. Bei gleichem Inkrement der Elektronenstrahl-Positionierung, benötigt

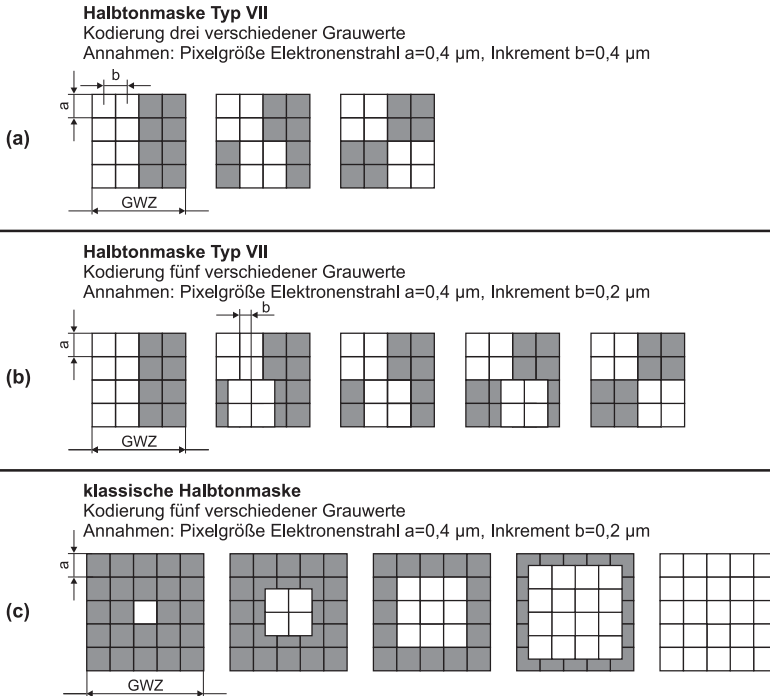


Bild 7.7: Laterale Ausdehnung der Grauwertzelle (Erläuterung siehe Text).

die klassische Halbtonmaske im Gegensatz dazu eine 5×5 Pixel große Grauwertzelle. Somit ist es möglich, durch ein kleines Inkrement bei der Elektronenstrahl-Positionierung, eine kompakte Halbtonmaske Typ VII zu erhalten. Jedoch muss auch bei der Halbtonmaske Typ VII darauf hingewiesen werden, dass die wahre Größe der Halbtonmaske erst mit der Empfindlichkeitskurve des Photolacks in Kombination mit dem Intensitätsverlauf der Halbtonmaske Typ VII bestimmt werden kann. Die Halbtonmaske Typ VII kann als Amplituden- und Phasenmaske implementiert werden, sodass zwei Intensitätsverläufe mit unterschiedlichen Steigungen zur Verfügung stehen.

In Kapitel 7 wurde gezeigt, dass sich das detour-Phase Hologramm Typ III und das detour-Phase Hologramm Typ VII zur Anwendung als Halbtonmaske eignen. Die Halbtonmaske Typ III und Halbtonmaske Typ VII zeichnen sich durch eine kompakte Grauwertkodierung aus. Beide Halbtonmasken können als Amplituden- oder Phasenmaske implementiert werden. In Tabelle 7.1 wurde die Tabelle 6.1 aus Abschnitt 6.3.3 mit den neuen Typen von Halbtonmasken erweitert.

Tabelle 7.1: Vergleich zwischen klassischer Halbtonmaske, Halbtonmaske Typ I, Halbtonmaske Typ II, Halbtonmaske Typ III und Halbtonmaske Typ VII

Bezeichnung der Halbtonmaske	Physikalisches Wirkungsprinzip	Technische Umsetzung	Begungsordnung mit angepasseter Intensitätsverteilung	Implementierung
klassische Halbtonmaske	Variation der Transmission	Modulation der Pulsweite (1), der Pulsdichte (2), Kombination aus (1) und (2)	0. Ordnung	Amplitudenmaske
Halbtonmaske Typ I	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenbreite	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske
Halbtonmaske Typ II	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenbreite	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske
Halbtonmaske Typ III	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenbreite	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske
Halbtonmaske Typ VII	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenposition	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske

8 Erweiterung der Zeroth-Order Phase-Contrast Technique

Die Zeroth-Order Phase-Contrast Technique (ZOPC) ist ein von Pizolato et. al. vorgeschlagenes Verfahren zur Kodierung einer Intensitätsverteilung in der 0. Beugungsordnung eines Phasenelements [152, 153]. Das Verfahren beruht auf der Kombination des Phasenkontrastverfahrens nach Zernike mit dem Zwei-Pixel Kodierungsverfahren für on-axis CGHs [92, 154]. Das ZOPC-Verfahren benötigt keine Phasenplatte oder Polarisationsfilter zur Dekodierung der Phaseninformation des Phasenelements in eine Intensitätsverteilung. Somit eignet sich das ZOPC-Verfahren für Anwendungen, bei denen hohe Laserleistungen erforderlich sind (zum Beispiel Optical Trapping [152]). Des Weiteren kann mittels Phasenmodulator im ZOPC-Verfahren eine beliebige Intensitätsverteilung flexibel erzeugt werden. Mit dieser kostengünstig erzeugten Intensitätsverteilung wäre auch eine Anwendung zur analogen Belichtung von Substraten mit Photoresistbeschichtung denkbar. Jedoch ist die Qualität der von Pizolato et. al. erzielten Intensitätsverteilungen nicht überzeugend für eine solche Anwendung. Im Abschnitt 8.1 wird daher eine Kombination des Zwei-Pixel Kodierungsverfahrens mit dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren vorgestellt. Mit Hilfe dieser Kombination konnte eine signifikante Verbesserung des ZOPC-Verfahrens erreicht werden. Experimente zur Photolackbelichtung mit verbesserter Qualität der Intensitätsverteilung werden im Abschnitt 8.2 vorgestellt. Des Weiteren werden im Abschnitt 8.3 verschiedene Zusammenhänge zwischen dem ZOPC-Verfahren und den Halbtönenmasken Typ I, Typ II und Typ VII diskutiert.

8.1 Das Kodierungsverfahren

Das von Pizolato et. al. entwickelte ZOPC-Verfahren basiert auf der Zwei-Pixel Kodierung für on-axis Fraunhofer CGHs [154]. In Bild 8.1 ist diese Zwei-Pixel Kodierung graphisch veranschaulicht. Ziel der Kodierung ist es, die Amplitude A und Phase ϕ eines Makropixels in einem Phasenelement zu verschlüsseln. Von Mendlovic et. al. wurde dazu vorgeschlagen, dass Makropixel in zwei Phasen-Zellen mit unterschiedlichen Phasenwerten ϕ_1 und ϕ_2 aufzuteilen. Die Phase ϕ und Amplitude A des Makropixels berechnet sich aus den zwei Phasenwerten ϕ_1 und ϕ_2 wie folgt:

$$\phi = \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right) \quad (105)$$

$$A = \cos \left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2} \right) \quad (106)$$

Die Idee von Pizolato et. al. war es, das Phasenkontrastverfahren nach Zernike in diese Zwei-Pixel Kodierung zu implementieren. Wie in Abschnitt 3.2.2 erörtert, wird bei diesem Phasenkontrastverfahren die Phasenverteilung mittels Phasenplatte in eine Intensitätsverteilung umgewandelt. Pizolato et. al. haben gezeigt, dass diese Phasenplatte über die Phasenzelle ϕ_1 aus Bild 8.1 integriert werden kann. Die andere Phasenzelle ϕ_2 wird genutzt um beliebige Phasenwerte zu erzeugen. Mit einem $4 - f$ Aufbau wurde experimentell bewiesen, dass die Phasenstufe ϕ_2 innerhalb der 0. Beugungsordnung in einen definierten Intensitätswert umgewandelt wird. Durch die Filterung der höheren Beugungsordnungen erscheint das gesamte Makropixel in einen homogenen Intensitätswert. In der mathematischen Beschreibung des ZOPC-Verfahrens beachten Pizolato et. al. jedoch nicht, die von Mendlovic et. al. vorgeschlagene Amplitudengleichung (106). Stattdessen wird die Taylorreihe zur mathematischen Beschreibung des Phasenobjekts genutzt. Diese

wird allerdings nach dem zweiten Term abgebrochen, sodass nur kleine Phasenstufen ϕ_2 berücksichtigt werden können (siehe Gleichung (13), Abschnitt 3.2). Des Weiteren wird auch nicht der von Zernike vorgeschlagene Filter mit einer Phasenverzögerung von $-\pi/2$ verwendet. Pizolato et. al. weisen der Phasenzelle 1 einen Phasenwert $\phi_1 = \pi$ zu. In der Bildebene erhalten sie dann folgende Intensitätsverteilung für die 0. Beugungsordnung:

$$I = \phi_2^2 \quad (107)$$

Die Gleichung (107) entspricht der Gleichung (29) für das Dunkelfeldverfahren, wenn diese ebenfalls nur mit der Taylorreihe für kleine Phasenstufen berechnet wird (siehe Abschnitt 3.2.2). Unter Berücksichtigung von Gleichung (107) und unter Normierung einer Phasenverteilung auf Phasenwerte $\phi_2 \leq \pi/3$ erzielten Pizolato et. al. eine variable Intensitätsverteilung innerhalb der 0. Ordnung. Jedoch hat das Testobjekt in der Bildebene nur in einem begrenzten Rahmen Ähnlichkeit zu der gewünschten Intensitätsverteilung. Obwohl die Näherung der Gleichung (107) in dem Bereich $0 \leq \phi_2 \leq \pi/3$ mit dem tatsächlichen Intensitätsverlauf für das Dunkelfeldverfahren annähernd übereinstimmt (siehe Bild 3.6, Abschnitt 3.2.2), wird eine geringe Grauwertmodulation im Intensitätsbild erzielt. Ursachen, die zu der nicht zufrieden stellenden

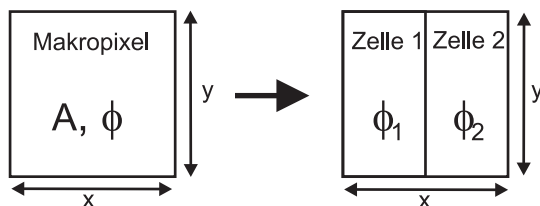


Bild 8.1: Kodierung der Amplitude und Phase eines Makropixels über die Aufteilung des Makropixels in zwei Zellen mit unterschiedlichen Phasenwerten ϕ_1 und ϕ_2 .

Intensitätsverteilung in der Bildebene führen, werden von den Autoren nicht genannt. Über mögliche Probleme bei der Versuchsdurchführung kann daher nur spekuliert werden.

Im Folgenden wird eine Verbesserung des ZOPC-Verfahrens auf Grundlage des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens vorgestellt. Wie im Kapitel 2 gezeigt wurde, ist das interferometrische Phasenkontrastverfahren nicht auf die Anwendung kleiner Phasenstufen beschränkt. Die Phasenzelle 1 wird nun als Referenzwelle und die Phasenzelle 2 als Objektwelle betrachtet. Unter Anwendung des Gangunterschieds δ zwischen Referenz- und Objektwelle ergibt sich aus Gleichung (106):

$$A = \cos\left(\frac{\delta - \phi_2}{2}\right) = \sqrt{\frac{1 + \cos(\delta - \phi_2)}{2}} \quad (108)$$

Die Intensität der 0. Beugungsordnung folgt aus dem Quadrat von Gleichung (108) zu:

$$I = \frac{1 + \cos(\delta - \phi_2)}{2} \quad (109)$$

In Bild 8.2 ist der Intensitätsverlauf für zwei unterschiedliche Gangunterschiede δ graphisch dargestellt. Beim Gangunterschied $\delta = \pi$ ist der bekannte Intensitätsverlauf des Dunkelfeldverfahrens beziehungsweise der Intensitätsverlauf des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens mit $\delta = \pi$, wieder zu erkennen (siehe Bild 3.6, Abschnitt 3.2.2 und Bild 2.7 (a), Abschnitt 2.2). Die Doppeldeutigkeit der Phase-zu-Intensitätsabbildung kann an den linearen Verlauf aus Bild 8.2 angepasst werden. Für diese Anpassung wird die Gerade $I = (1/2\pi)\phi_{\text{linear}}$ mit Gleichung (109) bei $\delta = \pi$ gleichgesetzt:

$$\frac{1}{2\pi}\phi_{\text{linear}} = \frac{1 - \cos(\phi_2)}{2} \quad (110)$$

Nach dem Umstellen von Gleichung (110) nach ϕ_2 folgt:

$$\phi_2 = \arccos \left(1 - \frac{\phi_{\text{linear}}}{\pi} \right) \quad (111)$$

Mit Gleichung (111) kann eine Phasenverteilung, die eine lineare Phase-zu-Intensitätsabbildung voraussetzt, an das Verhalten des ZOPC-Verfahrens angepasst werden. In Bild 8.3 (a) wird ein bekanntes Testobjekt der Bildverarbeitung (Lenna) als Phasenverteilung verwendet. Diese Phasenverteilung sollte mittels ZOPC-Verfahren in eine Intensitätsverteilung umgewandelt werden. Zuerst wurde dazu mit Gleichung (111) die Phasenverteilung an das ZOPC-Verfahren angepasst (siehe Bild 8.3 (b)). Anschließend wurde die angepasste Phasenverteilung in die Zwei-Pixel Kodierung überführt und an den LCoS aus Bild 8.3 (c) adressiert. Mit Hilfe eines Filters wurden in der Fourierebene aller außer der 0. Ordnung absorbiert. Die dabei in der Bildebene erzielte Intensitätsverteilung zeigt Bild 8.3 (d). Wie zu sehen ist, wird das Testobjekt Lenna mit einer hohen Qualität rekonstruiert. Die mit

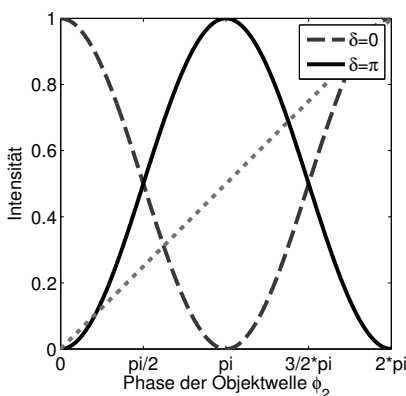


Bild 8.2: Intensitätsverlauf des ZOPC-Verfahrens bei einem Gangunterschied von $\delta = 0$ und $\delta = \pi$.

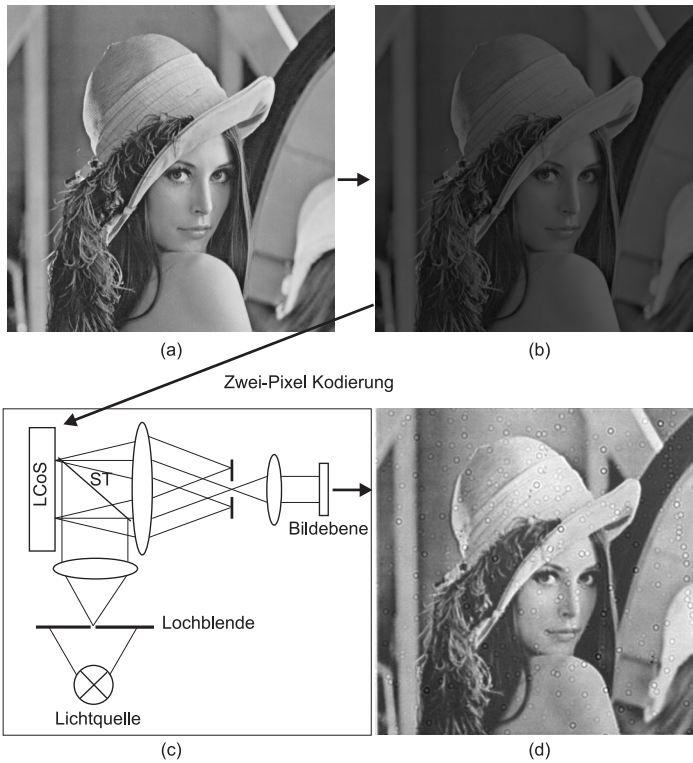


Bild 8.3: ZOPC-Verfahren: (a) Phasenverteilung; (b) an das ZOPC-Verfahren angepasste Phasenverteilung; (c) Versuchsaufbau; (d) Intensitätsverteilung in der Bildebene.

dem Testobjekt Lenna gezeigten Ergebnisse von Pizolato et. al. erreichen nicht diese Qualität [153]. Das ZOPC-Verfahren konnte somit entscheidend verbessert werden. Die über das ZOPC-Verfahren berechnete Phasenverteilung kann als Phasenmaske betrachtet werden. Die Phasenmaske wird zur Abgrenzung von den bisher abgeleiteten Phasenmasken als ZOPC-Maske bezeichnet. Im Vergleich zu den Halbtonmasken Typ I, Typ II und Typ III wird nicht die Linienbreite W , sondern die Phasenhö-

he der Linienbreite W verändert. Demzufolge könnte die ZOPC-Maske auch aus dem Ansatz der Beugungseffizienz für binäre Phasengitter berechnet werden. Bei einer konstanten Gitterbreite von $W = 0,5$ folgt für Gleichung (70) [125, Seite 75]:

$$\begin{aligned}\eta_{0\text{Phase}} &= 1 - 2 \cdot 0,5 (1 - 0,5) \cdot (1 - \cos \rho) \\ &= \frac{1 - \cos \rho}{2}\end{aligned}\tag{112}$$

Der Parameter ρ in Gleichung (112) beschreibt die Phasenhöhe der Gitterbreite W . Im Vergleich zu dem ZOPC-Verfahren entspricht die Phasenhöhe ρ der variablen Phasenzelle ϕ_2 . Bei einem Gangunterschied $\delta = \pi$ ist Gleichung (112) somit identisch zu Gleichung (109). Die Ableitung einer Phasenmaske aus dem Ansatz der variablen Phasenhöhe ρ wurde von Braun und Zimmer bereits 2002 gezeigt [155]. Die Autoren haben diese Phasenmaske für die Laserablation eingesetzt und eine konvexe Struktur in Polycarbonat übertragen. Das ZOPC-Verfahren kann aber auch als örtlich variabler Filter oder als Display eingesetzt werden [156]. Ein ähnliches Display-Prinzip wird von Jiyong et. al. beschrieben. Anstelle eines Phasengitters wird von den Autoren ein Reflexionsgitter verwendet [157]. Das Reflexionsgitter ist auf einem Spiegel angebracht und kann in seiner Höhe verändert werden. Die Intensität der 0. Ordnung wird über eine Variation der Höhe des Gitters zum Spiegel beeinflusst. Die Nutzung des ZOPC-Verfahrens für die Photolackbelichtung ist jedoch noch nicht bekannt. Experimente dazu werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

8.2 Photolackbelichtung mittels verbessertem ZOPC-Verfahren

Für die Photolackbelichtung wurde der Versuchsaufbau aus Bild 8.3 (c) um einen Monochromator erweitert. Dieser wurde nach der Weißlichtquelle positioniert. Mit dem Monochromator war es möglich, die bisher verwendete Wellenlänge von $\lambda = 543 \text{ nm}$ für die Photolackbelichtung zu erzeugen. Der Laser sollte bei den Versuchen mit dem ZOPC-Verfahren nicht zum Einsatz kommen, um das Problem des verrauschten Laserprofils zu umgehen. Mit dem Versuchsaufbau aus Bild 8.3 (c) konnte eine homogene Beleuchtungsverteilung erzielt werden. Dieser Belichtungsaufbau konnte jedoch bei der Halbtonmaske Typ I nicht eingesetzt werden, da die Belichtungsintensität der 1. Beugungsordnung zu gering war. Des Weiteren benötigt die räumliche Phasenkodierung der Halbtonmasken Typ I, Typ II, Typ III und Typ VII eine große Anzahl an Pixeln, welche beim ZOPC-Verfahren aufgrund der absoluten Phasenkodierung nicht erforderlich ist. In Bild 8.4 (a) ist das für den Belichtungsversuch verwendete Testobjekt Fresnellinse zu sehen. Im Vergleich zur bisher verwendeten Fresnellinse, kann infolge der absoluten Phasenkodierung beim ZOPC-Verfahren, eine Fresnellinse mit hoher Gitterfrequenz für den Belichtungsversuch verwendet werden. Bei der Anpassung der Fresnellinse an das ZOPC-Verfahren wurde die $d(E)$ -Kennlinie des verwendeten Photoresists SX AR-P 3500/6 mit berücksichtigt [132]. Des Weiteren besitzt der LCoS LC-R 3000 einen Füllfaktor von 91% [113]. Die Stege zwischen den Pixeln reflektieren Licht, welches nicht ausgelöscht werden kann. Dieser Anteil sorgt für einen Offset bei der Belichtung des Photoresists. Bei der Anpassung der Phasenverteilung wurde dieser Offset mit beachtet. Um eine sammelnde Fresnellinse im Photolack zu erhalten, muss mit der invertierten Intensitätsverteilung der Fresnellinse belichtet werden.

Diese kann bei der Zwei-Pixel Kodierung der angepassten Phasenfunk-

tion einfach erreicht werden. Anstelle der Phasenzelle 1 den Phasenwert $\delta = \pi$ zuzuweisen, wird der Phasenwert $\delta = 0$ zugeteilt. Wie in Bild 8.2 deutlich zu erkennen ist, verhält sich die Intensitätskurve bei $\delta = 0$ invers zur Intensitätskurve bei $\delta = \pi$. Bild 8.4 (b) zeigt die an die $d(E)$ -Kennlinie sowie an das ZOPC-Verfahren angepasste Phasenverteilung. Die schwarzen Linien in der Phasenverteilung stellen die Phasenzelle 1 mit dem Phasenwert $\delta = 0$ dar¹. Bei der Adressierung des LCoS ent-

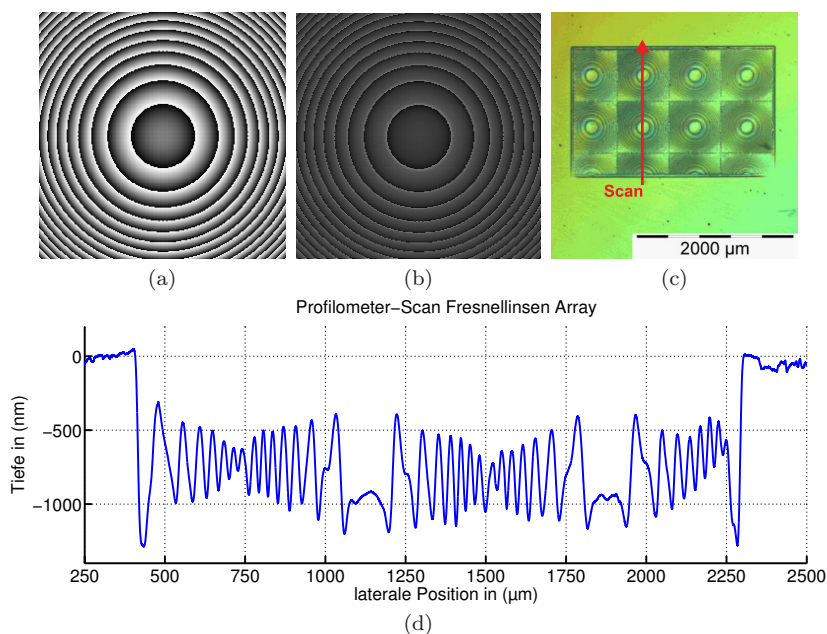


Bild 8.4: Herstellung eines Arrays von Fresnellinsen mittels ZOPC-Verfahren: (a) Testobjekt Fresnellinse; (b) angepasste Fresnellinse; (c) belichteter Photolack mit einem Array von angepassten Fresnellinsen (Betrachtung unter dem Mikroskop im differentiellen Interferenzkontrast); (d) Profilometerscan der Oberfläche des Photolacks [132].

¹Hinweis: Die schwarzen Linien in Bild 8.4 (b) sind hochfrequent. Die Qualität der Darstellung der schwarzen Linien ist daher von der Auflösung des Druckers abhängig.

spricht der Grauwert $GW = 0$ (schwarz) einem Phasenwert von $\delta = 0$. Mit einem Array von angepassten Fresnellinsen wurde der Photolack belichtet. In Bild 8.4 (c) ist der nach der Belichtung entwickelte Photolack unter dem Mikroskop zu sehen. Die mit dem Profilometer abgescannte Oberfläche zeigt Bild 8.4 (d). Wie deutlich zu erkennen ist, wurde ein Offset von durchschnittlich 400 nm mit in den Photoresist belichtet. Die erzielte Oberflächenstruktur erscheint glatt und weist kein Verrauschen auf. Jedoch wurde nicht über die gesamte Oberflächenstruktur die selbe Belichtungstiefe erreicht¹. Beim Übergang zur höheren Gitterfrequenzen nimmt die Belichtungstiefe ab. Ursache hierfür kann eine begrenzte Ausprägung von Intensitätsunterschieden bei zu kleinen Strukturen sein. Da sich die hochfrequenten Intensitätsübergänge am Rand der Fresnellinse innerhalb eines Bereichs von ≤ 100 nm bewegen, war es nicht möglich diesen Effekt mit einer Kamera zu überprüfen. Weitere Versuche mit verbesserten Versuchsbedingungen sind notwendig, um diesen Effekt zu verstehen, beziehungsweise zu verhindern.

Mit einem weiteren Belichtungsversuch wurde die Anwendung des ZOPC-Verfahrens zur Herstellung von komplexen CGHs überprüft. In Bild 8.5 (a) ist dazu das CGH abgebildet, welches in den Photoresist übertragen wurde. Bild 8.5 (b) zeigt das simulierte Beugungsbild des CGHs. Das Beugungsbild entspricht dem Logo der TU Ilmenau. Die an die $d(E)$ -Kennlinie sowie an das ZOPC-Verfahren angepasste Phasenverteilung des CGHs ist in Bild 8.5 (c) zu sehen. Diese Phasenverteilung hat eine Ausdehnung von 750×750 Pixel. Um die verfügbaren 1920×1200 Pixel des LCoS LC-R 3000 zu nutzen, wurden mehrere CGHs aneinander gesetzt. Bild 8.5 (d) zeigt das Substrat nach der Belichtung und Entwicklung des Photoresists. Zur Rekonstruktion des Beugungsbildes wurde das Substrat mit der Designwellenlänge von $\lambda=543$ nm belichtet. Das entstehende Beugungsbild ist in Bild 8.5 (e)

¹Bei einer Designwellenlänge von $\lambda=543$ nm entsprach die angestrebte Tiefe $t=684$ nm (siehe Abschnitt 5.3).

zu sehen. Im Vergleich zum simulierten Beugungsbild entsteht zwar das Logo der TU Ilmenau, jedoch ist die Struktur des Logos von ausgeprägtem Speckle umgeben. Ursache für Speckle sind verrauschte Oberflächen [158]. Da ein Abscannen der Resist-Oberfläche mit dem Profilometer aufgrund der komplizierten Struktur des CGHs nicht sinnvoll war, muss von Fehlern beim Abbilden kleiner Strukturen ausgegangen werden. Wie beim Profilometer-Scan der gefertigten Fresnellinse gezeigt wurde, können kleine Strukturen mit dem vorhandenen Belichtungsaufbau nicht ordentlich gefertigt werden. Da das CGH aus Bild 8.5 (a) aus vielen kleinen Strukturen mit großen Intensitätssprüngen besteht, muss davon ausgegangen werden, dass diese nicht exakt gefertigt worden sind. Es ist mit einem verbesserten Belichtungsaufbau im Reinraum zu überprüfen, inwiefern es problematisch ist, Strukturen ≤ 100 nm zu fertigen. Sollte

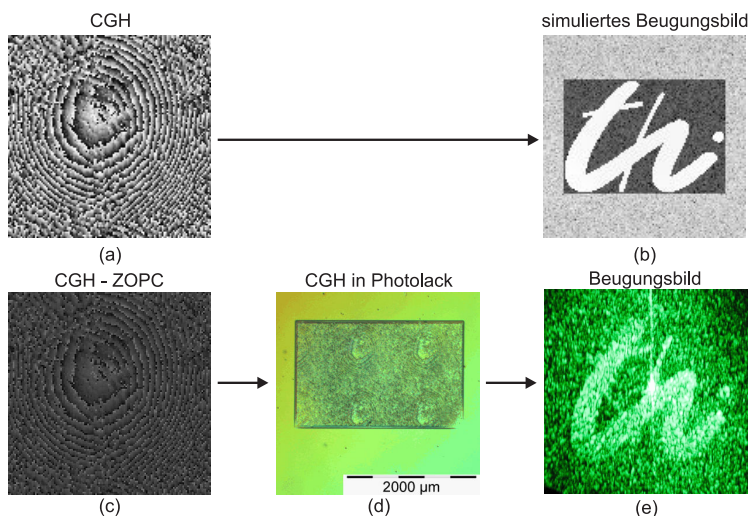


Bild 8.5: Herstellung eines CGHs mittels ZOPC-Verfahren: (a) CGH; (b) simuliertes Beugungsbild des CGHs; (c) angepasstes CGH; (d) belichteter Photolack mit den selben CGHs nebeneinander (Betrachtung unter dem Mikroskop im differentiellen Interferenzkontrast); (e) Beugungsbild des gefertigten CGHs [132].

dies ein grundsätzliches Problem der ZOPC-Maske sein, so empfiehlt es sich auf die Stärke dieser Phasenmaske zu setzen. Da die Intensitätsverteilung sich innerhalb einer Beugungsordnung befindet, gibt es wie bei den Halbtonmasken Typ I, Typ II, Typ III und Typ VII eine große Fokustiefe in der Bildebene. Diese kann genutzt werden, um analoge Oberflächen in Tiefenbereichen von mindestens $10\text{ }\mu\text{m}$ herzustellen [31, 32]. Es ist daher zu überprüfen, ob die Phasen-Quantisierung auf ein Vielfaches von modulo 2π vergrößert werden kann. Mit einer Phasen-Quantisierung größer modulo 2π wird die Frequenz der Phasensprünge verringert.

8.3 Vergleich der ZOPC Maske mit anderen Halbtonmasken

Wie in den vorherigen Kapiteln gezeigt wurde, gibt es mehrere Ansätze um neue Typen von Halbtonmasken abzuleiten. Jedoch gibt es auch interessante Gemeinsamkeiten zwischen der ZOPC-Maske und anderen Halbtonmasken. Diese Gemeinsamkeiten werden im Folgenden erörtert.

8.3.1 Vergleich der ZOPC Maske mit der Halbtonmaske Typ I

Wie Mendlovic et. al. gezeigt haben, ist bei der Zwei-Pixel Kodierung die Phase des Makropixels über die beiden Phasenzellen wie folgt gegeben [154]:

$$\phi = \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right) \quad (113)$$

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, dass dieser Zusammenhang zwischen den Phasenzellen und dem Makropixel auch bei der Halbtonmaske

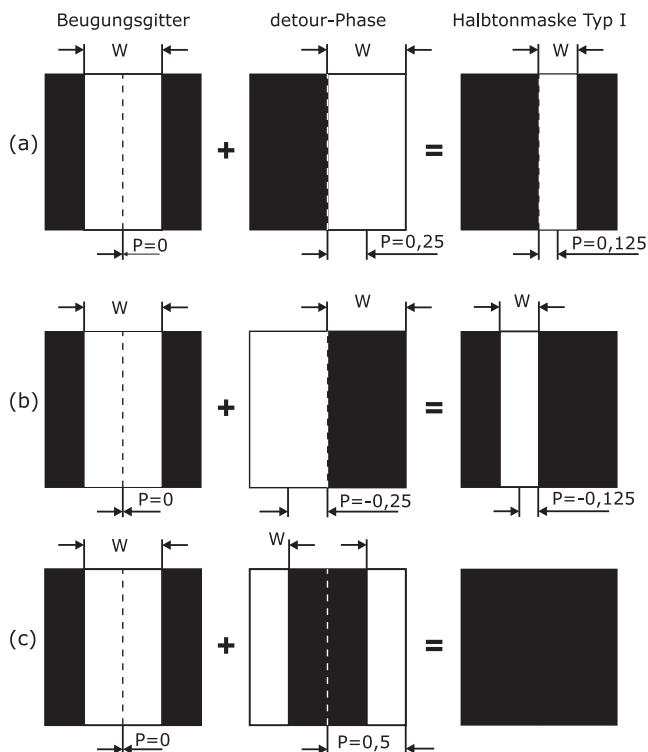


Bild 8.6: Überlagerung des Beugungsgitters mit verschiedenen Phasen einer detour-Zelle.

Typ I gültig ist. Die Halbtonmaske Typ I wurde aus der Überlagerung eines Beugungsgitters mit einem detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I abgeleitet. Das Beugungsgitter und das detour-Phase Hologramm kodieren zwei Phasenwerte, die in der Überlagerung wieder zu einem neuen Phasenwert resultieren. Der entstehende Phasenwert kann mit Gleichung (113) berechnet werden. Zum Beweis werden dazu in Bild 8.6 drei unterschiedliche detour-Phasen mit einem Beugungsgitter überlagert. Wie in Bild 8.6 (a) zu sehen ist, entspricht die zeichnerisch er-

mittelte Phase der Halbtonmaske einem Phasenwert $P = 0,125 \equiv \pi/4$. Werden die Phasenwerte des Beugungsgitters und der detour-Phase in Gleichung (113) eingesetzt, so folgt der selbe resultierende Phasenwert:

$$\phi = \left(\frac{0 + 0,25}{2} \right) = 0,125 \equiv \left(\frac{0 + \pi/2}{2} \right) = \pi/4 \quad (114)$$

Der resultierende Phasenwert des zweiten Beispiels in Bild 8.6 (b) kann ebenfalls über Gleichung (113) berechnet werden:

$$\phi = \left(\frac{0 + (-0,25)}{2} \right) = -0,125 \equiv \left(\frac{0 + (-\pi/2)}{2} \right) = -\pi/4 \quad (115)$$

In Bild 8.6 (c) ist ein Sonderfall dargestellt. Der resultierende Phasenwert existiert nicht, weil bei der Überlagerung die transparente Öffnung verschwindet. Somit hat die Halbtonmaske Typ I keine 1. Beugungsordnung bei diesem speziellen Fall. Auch bei der Zwei-Pixel Kodierung kann es bei diesem speziellen Fall keine resultierende Phase des Makropixels geben. Wie aus der Amplitudengleichung (106) folgt, wird die 0. Ordnung ausgelöscht:

$$A = \cos \left(\frac{0 - (-180)}{2} \right) = 0 \quad (116)$$

Wie durch die drei Beispiele in Bild 8.6 gezeigt werden konnte, ist die von Mendlovic et. al. angegebene Gleichung (113) zur Berechnung der resultierenden Phase auch bei der Ableitung der Halbtonmaske Typ I gültig. Demzufolge ist auch die Amplitudengleichung (106) auf die Halbtonmaske Typ I übertragbar. In Abschnitt 5.4 wurde gezeigt, dass die Amplitude der Halbtonmaske Typ I wie folgt berechnet werden kann:

$$A = \frac{1}{\pi} \sin(\pi W) \quad (117)$$

Der Faktor $1/\pi$ gibt an, wie stark die Amplitude der 1. Beugungsordnung gedämpft wird, wenn die Halbtonmaske Typ I als Amplitudenmaske implementiert wird. Unter Vernachlässigung des Dämpfungsfaktors, kann Gleichung (117) der Amplitudengleichung (106) gleichgesetzt werden:

$$\sin(\pi W) = \cos\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \quad (118)$$

Durch Umstellen von Gleichung (118) kann die Breite der transparenten Öffnung W direkt aus der resultierenden Phase bei der Überlagerung des Beugungsgitters mit dem detour-Phase Hologramm berechnet werden:

$$W = \frac{\arcsin\left|\cos\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right)\right|}{\pi} \quad (119)$$

Da die transparente Öffnung W nie kleiner als Null werden kann, ist es notwendig die Amplitudengleichung (106) innerhalb Gleichung (119) in den Betrag zu setzen. In Bild 8.7 ist für zwei unterschiedliche Phasenwerte des Beugungsgitters ϕ_1 , der Verlauf von W in Abhängigkeit von der detour-Phase ϕ_2 dargestellt. Wie in den Graphen der Bilder 8.7 (a) und (b) deutlich wird, gibt es keine eindeutige Zuweisung der Phase ϕ_2 zur Öffnung W . Bei der Ableitung der Halbtonmaske Typ I im Abschnitt 5.2 wurde jedoch die angepasste Phasenverteilung mit dem Beugungsgitter überlagert. Da sich die angepasste Phase ϕ_2 des detour-Phase Hologramms im Bereich von $0 \leq \phi_2 \leq \pi$ bewegt, kommt es nicht zu der Doppeldeutigkeit wie es in den Graphen der Bilder 8.7 (a) und (b) zu sehen ist. Wird die Phasenverteilung eines Testobjekts ohne Phasenanpassung¹ in das detour-Phase Hologramm umgewandelt, so kommt es bei der Überlagerung des Beugungsgitters mit dem detour-Phase Ho-

¹Die Notwendigkeit und Umsetzung der Phasenanpassung wurde in Abschnitt 4.2 diskutiert.

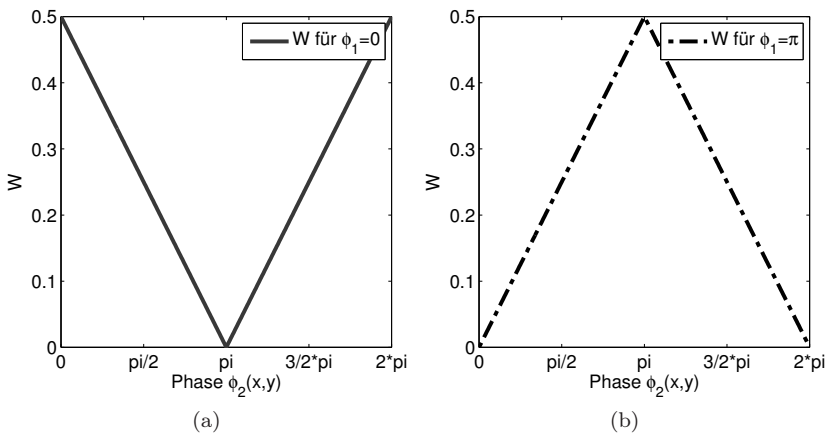


Bild 8.7: Modulation der transparenten Öffnung W bei Überlagerung der Phase des Beugungsgitters ϕ_1 mit der detour-Phase ϕ_2 : (a) Phase des Beugungsgitters $\phi_1 = 0$; (b) Phase des Beugungsgitters $\phi_1 = \pi$.

logramm zu einer Moiré-Erscheinung. In Bild 8.8 (a) ist dazu ein Beugungsgitter für den Phasenwert $\phi_1 = 0$ zu sehen. Dieses Beugungsgitter wird mit dem detour-Phase Hologramm aus Bild 8.8 (b) überlagert. In Bild 8.8 (c) ist die resultierende Halbtonmaske zu sehen. Da das detour-Phase Hologramm die unangepasste Phasenverteilung der Fresnellinse aus Bild 4.2 (a) kodiert (siehe Abschnitt 4.2), bewegt sich die detour-Phase im Bereich von $0 \leq \phi_2 \leq 2\pi$. Es kommt also zur Doppeldeutigkeit bei der resultierenden Breite der transparenten Öffnung W . Die Moiré-Erscheinung aus Bild 8.8 (c) hat Ähnlichkeit mit der Intensitätsverteilung aus Bild 4.2 (b) (siehe Abschnitt 4.2). Die Intensitätsverteilung aus Bild 4.2 (b) entsteht bei Abbildung der Phasenverteilung der Fresnellinse mittels interferometrischen Phasenkontrastverfahren. Da bei der Überlagerung von Beugungsgitter und detour-Phase Hologramm die Breite der transparenten Öffnung W in Abhängigkeit von der Phase variiert wird, stellt diese Moiré-Erscheinung ebenfalls

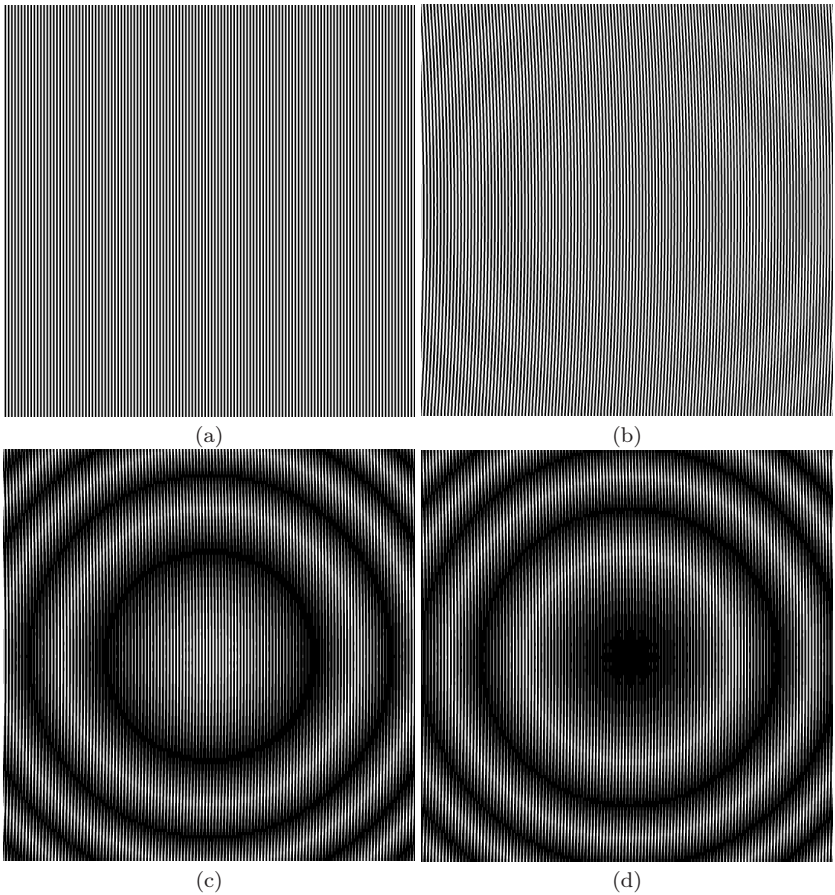


Bild 8.8: Moiré-Effekt bei Überlagerung des Beugungsgitters mit dem detour-Phase Hologramm: (a) Beugungsgitter mit $\phi_1 = 0$; (b) berechnetes detour-Phase Hologramm für die Phasenverteilung der Fresnellinse aus Bild 4.2 (a); (c) Überlagerung des detour-Phase Hologramms mit dem Beugungsgitter für $\phi_1 = 0$; (d) Überlagerung des detour-Phase Hologramms mit dem Beugungsgitter für $\phi_1 = \pi$.

ein Phasenkontrastverfahren dar. Die Moiré-Erscheinung macht die kodierte Phase des detour-Phase Hologramms sichtbar. Bild 8.8 (d) zeigt

eine inverse Moiré-Erscheinung zu Bild 8.8 (c). Diese resultiert aus einer Änderung der Phase des Beugungsgitters zu $\phi_1 = \pi$. Wie beim interferometrischen Phasenkontrastverfahren wird auch hier die Intensitätsverteilung der Moiré-Erscheinung verändert. Die beschriebene Moiré-Erscheinung kann ebenfalls genutzt werden, um Aberrationen zwischen zwei Interferogrammen sichtbar zu machen. Malacara zeigt dazu Beispiele mittels Überlagerung von Computer-generierten Interferogrammen [72, Seite 659]. Des Weiteren zeigen Lohmann und Sinzinger wie diese Moiré-Erscheinung als Werkzeug in der Bildverarbeitung genutzt werden kann [159].

8.3.2 Vergleich der ZOPC Maske mit der Halbtonmaske Typ II

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass die Phasenkodierung der Halbtonmaske Typ II auch auf die Zwei-Pixel Kodierung der ZOPC-Maske übertragbar ist. Wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, führt die Überlagerung einer Objektwelle mit ihrer konjugierten zu einem Phasenkontrast. Die Objektwelle wurde mittels detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I kodiert. Des Weiteren wurde ein detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I berechnet, welches die konjugierte Objektwelle kodiert hatte. Aus der Überlagerung beider detour-Phase Hologramme konnte die Halbtonmaske Typ II abgeleitet werden. Wird nun die Phase der Objektwelle ϕ_1 und die Phase der konjugierten Objektwelle $\phi_2 = -\phi_1$ in die Amplitudengleichung (106) der Zwei-Pixel Kodierung eingesetzt, so folgt für die Amplitude der ZOPC-Maske:

$$A = \cos \left(\frac{\phi_1 - (-\phi_1)}{2} \right) = \cos \phi_1 \quad (120)$$

Aus dem Quadrat von Gleichung (120) ergibt sich die Intensität zu:

$$I = \cos^2 \phi_1 \quad (121)$$

Mit Gleichung (121) kann die Intensität der 0. Ordnung, welche aus der Zwei-Pixel Kodierung der Objektwelle mit ihrer konjugierten folgt, berechnet werden. In Bild 8.9 (a) ist der Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Objektwelle zu sehen. Verglichen mit dem Intensitätsverlauf der Halbtonmaske Typ II, verhalten sich beide identisch (siehe Bild 6.5, Abschnitt 6.2). Folglich kann die Amplitudengleichung der Halbtonmaske Typ II mit der Amplitudengleichung der Zwei-Pixel Kodierung gleichgesetzt werden. Unter Vernachlässigung des Dämpfungsfaktors der 1. Beugungsordnung ($1/\pi$) folgt aus Gleichung (89) und Gleichung (120):

$$\begin{aligned} \sin(2\pi W) &= \cos \phi_1 \\ W &= \frac{\arcsin |\cos \phi_1|}{2\pi} \end{aligned} \quad (122)$$

Gleichung (122) ermöglicht nun die Berechnung der resultierenden transparenten Öffnung W , die aus der Überlagerung des detour-Phase Hologramms der Objektwelle mit dem detour-Phase Hologramm der konjugierten Objektwelle entsteht. Bild 8.9 (b) zeigt die Modulation von W in Abhängigkeit von der Phase der Objektwelle. Wie im Graph zu sehen ist, kann die transparente Öffnung W nicht größer als 0,25 werden. Des Weiteren gibt es eine mehrdeutige Zuordnung zwischen Öffnung W und Phase ϕ_1 . Bei der Ableitung der Halbtonmaske Typ II in Abschnitt 6.2 wurde das detour-Phase Hologramm mit der an das Verfahren angepassten Phasenverteilung berechnet. Da sich diese Phasenverteilung im Bereich von $0 \leq \phi_2 \leq \pi/2$ bewegt, ist die mehrdeutige Zuordnung zwischen Öffnung W und Phase ϕ_1 bei Überlagerung der beiden detour-Phase Hologramme nicht aufgetreten. Wird jedoch die Phasenverteilung nicht angepasst, dann entstehen Moiré-Erscheinungen

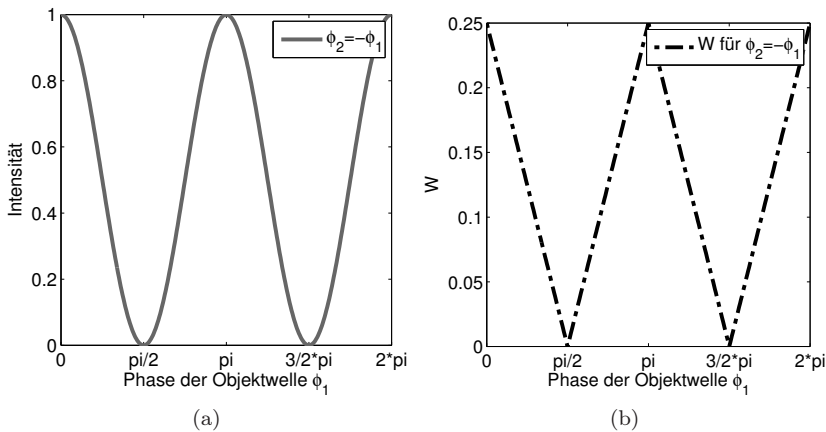


Bild 8.9: Vergleich der ZOPC Maske mit der Halbtonmaske Typ II: (a) Intensitätsverlauf des ZOPC-Verfahren bei Kodierung der Objektwelle und ihrer konjugierten; (b) Modulation der Öffnung W bei der Überlagerung des detour-Phase Hologramms der Objektwelle mit dem detour-Phase Hologramm der konjugierten Objektwelle.

bei der Überlagerung der detour-Phase Hologramme. Bild 8.10 zeigt dazu das Resultat aus der Überlagerung der detour-Phase Hologramme für die kodierte Phasenverteilung der Fresnellinse aus Bild 4.2 (a). Im Vergleich mit Bild 8.8 (d) kommt es zur Verdoppelung der Interferenzstreifen bei der Moiré-Erscheinung. Des Weiteren ist die Intensitätsverteilung der Moiré-Erscheinung identisch mit dem Interferenzbild, welches bei der Überlagerung einer Fresnellinsen-Objektwelle und ihrer konjugierten entsteht (siehe Bild 6.3 (b), Abschnitt 6.1). Die Überlagerung des detour-Phase Hologramms einer Objektwelle mit dem detour-Phase Hologramm für die konjugierte Objektwelle stellt somit ebenfalls ein Phasenkontrastverfahren dar, welches die kodierte Objektwelle sichtbar macht. Mit der Methode der Streifen Skelettierung (*Fringe Skeletonizing*) kann aus den Interferenzstreifen der Moiré-Erscheinung auf die Phasenverteilung der Objektwelle zurückgerechnet werden [67, 79].

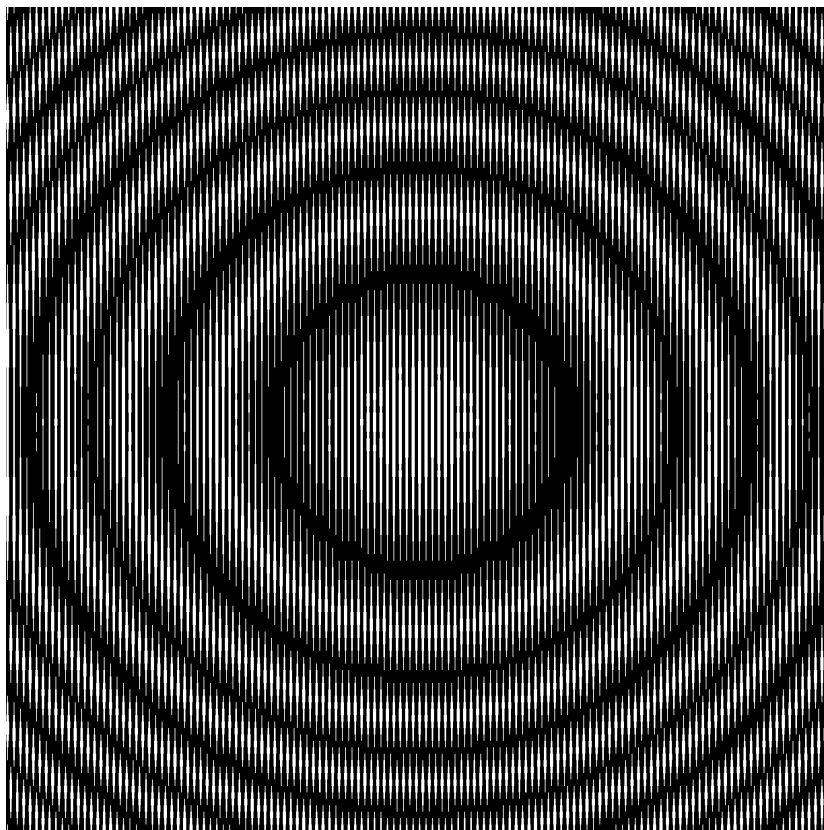


Bild 8.10: Halbtonmaske: detour-Phase Hologramm für die Phasenverteilung einer Fresnellinse überlagert mit dem detour-Phase Hologramm der konjugierten Phasenverteilung der Fresnellinse.

8.3.3 Vergleich der ZOPC Maske mit der Halbtonmaske Typ VII

Prinzipiell kodieren beide Typen von Masken die Amplitude einer bestimmten Beugungsordnung mit Hilfe zweier Phasenwerte. Bei der ZOPC Maske wird die gewünschte Intensitätsverteilung in der 0. Ord-

nung und bei der Halbtonmaske Typ VII in der 1. Beugungsordnung rekonstruiert. Die beiden Phasenwerte bei der ZOPC Maske müssen direkt über eine Phasenmaske realisiert werden. Dagegen werden bei der Halbtonmaske Typ VII die Phasenwerte indirekt über die laterale Verschiebung von Gitterlinien verwirklicht. Es ist möglich die Halbtonmaske Typ VII als Phasen- oder Amplitudenmaske zu implementieren. Bei der Ableitung der Halbtonmaske Typ VII in Abschnitt 7.2 wurde darauf geachtet, dass die transparenten Öffnungen sich innerhalb eines bestimmten Bereiches bewegen. Deshalb konnte noch nicht gezeigt werden, dass beide Masken der gleichen Phase-zu-Intensitätsabbildung unterliegen. Wie in Abschnitt 7.2 gezeigt wurde, berechnet sich die Intensität der Halbtonmaske Typ VII wie folgt:

$$I \sim \sin^2(\pi W) \cos^2[\pi(P_2 - P_1)] \quad (123)$$

Um eine hohe Lichtausbeute zu erhalten wird $W = 0,5$ gesetzt:

$$\begin{aligned} I &\sim \cos^2[\pi(P_2 - P_1)] \\ I &\sim \frac{1 + \cos[2\pi(P_2 - P_1)]}{2} \end{aligned} \quad (124)$$

Des Weiteren wird wie bei der ZOPC Maske die Phase der Objekt- und Referenzwelle auf die beiden Phasenwerte übertragen. Somit folgt aus Gleichung (124):

$$I \sim \frac{1 + \cos(\delta - \phi)}{2} \quad (125)$$

Die abgeleitete Intensitätsgleichung (125) stimmt mit der für die ZOPC Maske abgeleiteten Intensitätsgleichung (109) überein. Obwohl beide Maskentypen die zwei Phasenwerte unterschiedlich realisieren, unterliegen sie der selben Phase-zu-Intensitätsabbildung.

In Kapitel 8 wurde gezeigt, wie die Zeroth-Order Phase-Contrast Tech-

nique durch Anwendung des interferometrischen Phasenkontrastes verbessert werden konnte. Die dabei entstandene Phasenmaske wurde als ZOPC Maske bezeichnet. Aufgrund der geringen lateralen Ausdehnung der ZOPC Maske, war es möglich, kleine DOEs herzustellen. Angesichts der Versuchbedingungen wurden zufrieden stellende Ergebnisse erreicht. In Tabelle 8.1 wird die ZOPC Maske mit allen in dieser Arbeit abgeleiteten Halbtonmasken sowie der klassischen Halbtonmaske verglichen. Die ZOPC Maske ist die Maske mit der geringsten lateralen Ausdehnung infolge der absoluten Phasenkodierung. Aufgrund dieser geringen lateralen Ausdehnung eignet sie sich für die Implementierung mit einem Phasenmodulator.

Tabelle 8.1: Vergleich zwischen klassischer Halbtonmaske und den abgeleiteten Masken für die analoge Lithographie

Bezeichnung der Maske	Physikalisches Wirkungsprinzip	Technische Umsetzung	Beugungsordnung mit angepasster Intensitätsverteilung	Implementierung
klassische Halbtonmaske	Variation der Transmission	Modulation der Pulsweite (1), der Pulsdicke (2), Kombination aus (1) und (2)	0. Ordnung	Amplitudenmaske
Halbtonmaske Typ I	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenbreite	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske
Halbtonmaske Typ II	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenbreite	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske
Halbtonmaske Typ III	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenbreite	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske
Halbtonmaske Typ VII	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Streifenposition	1. Beugungsordnung	Amplituden- oder Phasemaske
ZOPC Maske	Variation der Beugungseffizienz	Variation der Höhe der Phasenstufe	0. Ordnung	Phasemaske

9 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Herstellung beliebiger diffraktiver optischer Elemente mittels Interferenzlithographie zu beschreiben. Die Interferenzlithographie nutzt das Interferenzmuster von mindestens zwei interferierenden Wellenfronten, um DOEs mit analogem Oberflächenprofil herzustellen. Bisher waren die herstellbaren DOEs in ihrer Vielfalt begrenzt, da nur ebene oder sphärische Wellenfronten für die Interferenzlithographie genutzt wurden. In dieser Arbeit wurde ein Belichtungskonzept entworfen, das mittels Interferenz zweier Wellenfronten die Herstellung beliebig komplexer DOEs ermöglicht.

Das Belichtungskonzept beruht auf der on-axis Interferenz von Referenzwelle und synthetisch erzeugter Objektwelle. Die Phasenverteilung der Objektwelle wird mit Hilfe eines Phasenmodulators im Belichtungsaufbau flexibel erzeugt. Prinzipiell entspricht das Belichtungskonzept einem Twyman-Green Interferometer mit parallel interferierenden Wellenfronten. Jedoch stellt das Belichtungskonzept auch ein Phasenkontrastverfahren dar, bei dem das ungebeugte Licht am Phasenobjekt mit einer Referenzwelle in Phase und Amplitude moduliert wird. Im analytischen Modell des vorgeschlagenen Belichtungskonzepts wird die Objektwelle nicht mehr als zusammenhängende Welle mit lokal unterschiedlichen Phasenverzögerungen betrachtet. Stattdessen wird die Objektwelle in gebeugtes und ungebeugtes Licht aufgeteilt. Diese neue analytische Betrachtungsweise im vorgeschlagenen Belichtungskonzept wurde bisher weder in der Interferometrie noch in den auf Fourierfilterung beruhenden Phasenkontrastverfahren diskutiert. Es wurde daher der Begriff des *interferometrischen Phasenkontrastverfahrens* eingeführt, um die neue analytische Betrachtungsweise des auf Interferenz beruhenden Phasenkontrastverfahrens zu benennen.

Die mathematische Beschreibung des interferometrischen Phasenkon-

trastverfahrens beruht auf der interferometrischen Methode durch Addition zweier Wellenfronten. Die damit abgeleitete Intensitätsgleichung führte in Kombination mit der neuen analytischen Betrachtungsweise des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens zu einem Vektormodell, mit dem auf Fourierfilterung basierende Phasenkontrastverfahren mathematisch beschrieben werden können. Gebräuchlicherweise wird bei diesen Phasenkontrastverfahren die Objektwelle durch die Taylorreihe beschrieben. Für die Berechnung der Phase-zu-Intensitätsabbildung wird jedoch die Taylorreihe nach dem 2. Glied abgebrochen, sodass diese Methode nur für Phasenobjekte mit Phasenstufen $\phi < \pi/3$ gültig ist. In dieser Arbeit wurde das aus dem interferometrischen Phasenkontrastverfahrens abgeleitete Vektormodell ebenfalls dazu verwendet, um die mathematische Analyse mittels Taylorreihe für beliebige Phasenobjekte anwenden zu können. Es wurde eine Intensitätsgleichung abgeleitet, mit der die Phase-zu-Intensitätsabbildung bei Phasen- und Amplitudenmodulation des gebeugten und ungebeugten Lichtes der Objektwelle berechnet werden kann. Die Gültigkeit der Intensitätsgleichung wurde mittels Experimenten nachgewiesen. Besonders hervorzuheben ist der Fall, bei dem das gebeugte Licht der Objektwelle in seiner Phase moduliert wird. Dieser bisher noch nicht diskutierte Fall eines Phasenkontrastverfahrens führt zwar prinzipiell zur selben Phase-zu-Intensitätsabbildung wie die Phasenmodulation des ungebeugten Lichtes, jedoch vereinfacht sich der Fertigungsaufwand des Fourierfilters für die Phasenmodulation des gebeugten Lichtes.

Die Phase-zu-Intensitätsabbildung des interferometrischen Phasenkontrastverfahrens besitzt einen cosinusförmigen Verlauf. Durch das Verfahren der Phasenanpassung wurde jedoch eine lineare Phase-zu-Intensitätsabbildung möglich. Es wurde eine Gleichung abgeleitet, bei der für eine gewünschte Intensitätsverteilung in der Bildebene, die notwendige Phasenverteilung der Objektwelle ermittelt werden kann. In einem Experiment wurde ein ge-blaze-tes Fresnellinsenarray durch die

angepasste Phasenverteilung der Objektwelle im interferometrischen Phasenkontrast-Belichtungsaufbau hergestellt. In diesem Experiment wurde ein Phasenmodulator zum Erzeugen der angepassten Objektwelle verwendet. Das erzielte Oberflächenprofil der Fresnellinse ist aufgrund der Oberflächenkrümmung und der Gitterbeugung zwischen den Pixeln des Phasenmodulators in seiner Qualität begrenzt. In einem weiteren Experiment wurde ein reflektierendes detour-Phase Hologramm auf einem Glaswafer zum Erzeugen der angepassten Objektwelle verwendet. Vor dem Hintergrund der einfachen Versuchsbedingungen wurde mit dem detour-Phase Hologramm ein zufrieden stellendes Fresnellinsenarray in Photolack hergestellt.

Um den Justageaufwand im interferometrischen Phasenkontrast-Belichtungsaufbau mit detour-Phase Hologramm zu verringern, wurde eine Modifikation des Belichtungsaufbaus durchgeführt. Diese Modifizierung führte dazu, dass das Erzeugen und Interferieren der Objekt- und Referenzwelle innerhalb eines optischen Elements integriert werden konnte. Dieses optische Element bekam die Bezeichnung *interferometrische Halbtonmaske Typ I*¹. Mit der interferometrischen Halbtonmaske Typ I wurde eine Fresnellinse, ein Stufengitter und ein komplexes CGH in Photolack hergestellt. Bei allen drei Versuchsobjekten wurden angesichts der Versuchsbedingungen gute Ergebnisse erzielt.

Mit einer weiteren Modifikation des interferometrischen Phasenkontrastaufbaus wurde gezeigt, wie die konjugierte Objektwelle als Referenzwelle für die Interferenzlithographie verwendet werden kann. Im Vergleich zum Phasenkontrastverfahren mit ebener Referenzwelle, führt die Interferenz mit der konjugierten Objektwelle zu einer Vierdeutigkeit in der Phase-zu-Intensitätsabbildung. Mit dem Verfahren der Phasenanpassung kann dieses Verfahren ebenfalls genutzt werden, um beliebige DOEs herzustellen. Des Weiteren war es bei diesem Phasenkontrastauf-

¹oder kurz nur als Halbtonmaske Typ I bezeichnet

bau genauso möglich, das Erzeugen und Interferieren der Objektwelle mit ihrer Konjugierten innerhalb eines optischen Elements zu integrieren. Die dabei entstandene Halbtonmaske bekam die Bezeichnung *interferometrische Halbtonmaske Typ II*¹. Ein wesentlicher Nachteil der interferometrischen Halbtonmaske Typ II stellt das Umgehen der Vierdeutigkeit in der Phase-zu-Intensitätsabbildung bei der Phasenanpassung dar. Im Vergleich zur Halbtonmaske Typ I entsteht dabei eine Halbtonmaske mit doppelter lateraler Ausdehnung.

In einer ausführlichen Analyse der Halbtonmasken Typ I und Typ II konnte gezeigt werden, dass beide Halbtonmasken auch vom detour-Phase Hologramm selbst abgeleitet werden können. Es war möglich die Halbtonmaske Typ I vom detour-Phase Hologramm Lohmann Typ I und die Halbtonmaske Typ II vom detour-Phase Hologramm Lohmann Typ II herzuleiten. Da es noch weitere Typen von detour-Phase Hologrammen gibt, wurden auch diese für ihren Einsatz als Halbtonmasken geprüft. Es konnte gezeigt werden, dass das detour-Phase Hologramm Lohmann Typ III und das detour-Phase Hologramm Typ VII als Halbtonmasken einsetzbar sind. Die abgeleiteten Halbtonmasken werden als *Halbtonmaske Typ III* und *Halbtonmaske Typ VII* bezeichnet. Im Vergleich zu den anderen Halbtonmasken wird bei der Halbtonmaske Typ VII nicht die Größe der transparenten Öffnung variiert, sondern die Position der transparenten Öffnung.

Insgesamt wurden somit vier neue Halbtonmasken im Rahmen dieser Arbeit abgeleitet. Alle diese Halbtonmasken besitzen eine unterschiedliche Intensitätskurve in Abhängigkeit von der Größe oder Position der transparenten Öffnung. Im Gegensatz zur klassischen Halbtonmaske, befindet sich die angepasste Intensitätsverteilung innerhalb der 1. Beugungsordnung. Da für die Herstellung kleiner DOEs die Größe einer Halbtonmaske eine entscheidende Rolle spielt, wurde die laterale Aus-

¹oder kurz nur als Halbtonmaske Typ II bezeichnet

dehnung der vier unterschiedlichen Masken diskutiert. Jedoch konnte nur das grundsätzliche Verhalten gezeigt werden, da letztendlich mehrere Faktoren die Größe einer Halbtonmaske bestimmen. Je nach Empfindlichkeit des Photolacks und der zu erreichenden Belichtungstiefe wird eine der insgesamt fünf Halbtonmasken zu einer kleinen Halbtonmasken führen. Es wird daher empfohlen, eine Software zu entwickeln, die gleichzeitig alle fünf Halbtonmasken für eine Belichtungs Aufgabe berechnet. Unter Berücksichtigung der Versuchsbedingungen kann der Anwender dann die kleinste Halbtonmaske wählen. Gegenüber der bereits bekannten klassischen Halbtonmaske ist hervorzuheben, dass alle vier abgeleiteten Halbtonmasken als Phasenmasken implementiert werden können. Die Implementierung als Phasenmaske ermöglicht es, die Halbtonmasken in Anwendungen mit hoher Laserleistung zu verwenden. Des Weiteren können mittels eines Phasenmodulators die abgeleiteten Halbtonmasken schnell und flexibel innerhalb eines Belichtungs aufbaus erzeugt werden.

Die Zeroth-Order Phase-Contrast Technique (ZOPC) erzeugt ebenfalls eine dreidimensionale Lichtverteilung innerhalb einer Beugungsordnung. Das Verfahren beruht auf der Kombination des Phasenkontrastverfahrens nach Zernike mit dem Zwei-Pixel Kodierungsverfahren für on-axis CGHs. Da das bisherige ZOPC-Verfahren keine überzeugende Intensitätsverteilung in der Bildebene erzeugt, wurde das ZOPC-Verfahren mit dem interferometrischen Phasenkontrastverfahren kombiniert. Somit konnte erreicht werden, dass die Qualität der Intensitätsverteilung für die analoge Lithographie ausreicht. Da die gewünschte Intensitätsverteilung innerhalb einer Phasenmaske kodiert ist, bekam diese Phasenmaske die Bezeichnung *ZOPC Maske*. Im Vergleich mit den Halbtonmasken Typ I, Typ II und Typ VII konnten verschiedene Zusammenhänge gezeigt werden.

Das Ziel der Herstellung komplexer DOEs mittels Interferenzlithogra-

phie ist in der vorliegenden Arbeit durch das interferometrische Phasenkontrastverfahren erreicht worden. Weiterhin konnte das Erzeugen und Interferieren der Objektwelle mit der Referenzwelle innerhalb einer Halbtonmaske integriert werden. Für die kommerzielle Herstellung von Mikrooptik ist die Halbtonmaske Typ I dem interferometrischen Phasenkontrastaufbau vorzuziehen, da sie einen stabilen und kompakten Belichtungsaufbau ermöglicht. In weiterführenden Experimenten mit den fünf abgeleiteten Halbtonmasken ist es notwendig, die Grenzen für die Herstellung komplexer DOEs zu bestimmen.

Literaturverzeichnis

- [1] H. J. Levison. *Principles of Lithography*. SPIE-The International Society for Optical Engineering, Bellingham, Washington, 2001. ISBN: 0-8194-4045-0.
- [2] S. Sinzinger, J. Jahns. *Microoptics*. WILEY-VCH, Weinheim, 2003. ISBN: 3-527-40355-8.
- [3] M. B. Fleming, M. C. Hutley. Blazed diffractive optics. *Appl. Opt.*, 36(20): 4635–4643, 1997.
- [4] E.-B. Kley. Continuous profile writing by electron and optical lithography. *Microelec. Eng.*, 34: 261–298, 1997.
- [5] W. Däschner, M. Larrson, S. H. Lee. Fabrication of monolithic diffractive optical elements by the use of e-beam direct write on an analog resist and a single chemically assisted ion-beam-etching step. *Appl. Opt.*, 34(14): 2534–2539, 1995.
- [6] A. Nottola, A. Gerardino, M. Gentili, E. Di Fabrizio, S. Cabrini, P. Melpignano, G. Rotaris. Fabrication of semi-continuous profile diffractive optical elements for beam shaping by electron beam lithography. *Microelectron. Eng.*, 53: 325–328, 2000.
- [7] W. X. Yu, X.-C. Yuan, N. Q. Ngo, W. X. Que, W. C. Cheong, V. Koudriachov. Single-step fabrication of continuous surface relief micro-optical elements in hybrid sol-gel glass by laser direct writing. *Opt. Exp.*, 10(10): 443–448, 2002.
- [8] T. Osipowicz, J. A. van Kan, T. C. Sum, J. L. Sanchez, F. Watt. The use of proton microbeams for the production of microcomponents. *Nucl. Meth. B*, 161–163: 83–89, 2000.
- [9] H. Yu, B. Li, X. Zhang. Flexible fabrication of three-dimensional multi-layered microstructures using a scanning laser system. *Sen-*

- sors and Actuators A, 125: 553–564, 2006.
- [10] N. Matsuzuka, Y. Hirai, O. Tabata. A novel fabrication process of 3d microstructures by double exposure in deep x-ray lithography (D^2XRL). *J. Micromech. Microeng.*, 15: 2056–2062, 2005.
- [11] T. T. Saito. Diamond turning of optics: the past, the present, and the exciting future. *Opt. Eng.*, 17: 570–573, 1978.
- [12] P. P. Clark, C. Londoño. Production of kinoforms by single point diamond turning. *Optics News*, 12: 39–40, 1989.
- [13] M. P. Dames, R. J. Dowling, P. McKee, D. Wood. Efficient optical elements to generate intensity weighted spot arrays: design and fabrication. *Appl. Opt.*, 30(19): 2685–2691, 1996.
- [14] B. Goebel, L. L. Wang, T. Tschudi. Multilayer technology for diffractive optical elements. *Appl. Opt.*, 35(22): 4490–4493, 1996.
- [15] Y. Unno. Fabrication of N-level binary optical elements by use of M mask patterns with N in the range of $2^{M-1} + 1 \leq N \leq 2^M$. *Appl. Opt.*, 37(34): 8012–8020, 1998.
- [16] U. Krackhardt, N. Streibl, J. Schwider. Fabrication errors of computer-generated multilevel phase holograms. *Optik*, 95: 137–146, 1994.
- [17] J. A. Cox, B. Fritz, T. Werner. Process error limitations on binary optics performance. *Proc. SPIE*, 1555: 80–88, 1991.
- [18] M. B. Stern, M. Holz, S. S. Medeiros, R. E. Knowlden. Fabrication binary optics: process variables critical to optical efficiency. *J. Vac. Sci. Techn.*, 9: 3117–3121, 1991.
- [19] W. Däschner, P. Long, R. Stein, C. Wu, S. H. Lee. General aspheric refractive micro-optics fabricated by optical lithography using a high energy beam sensitive glass gray-level mask. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(6): 3730–3733, 1996.

- [20] C. Wu. Method of making high energy beam sensitive glasses gray-level mask. U.S. Patent 5,078,771, 7 Januar 1992.
- [21] M. R. Wang, H. Su. Multilevel diffractive microlens by one-step laser-assited chemical etching upon high energy beam sensitive glass. *Opt. Lett.*, 23(11): 876–878, 1998.
- [22] C. Gimkiewicz, D. Hagedorn, J. Jahns, E.-B. Kley, F. Thoma. Fabrication of micropisms for planar optical interconnections by us of analog gray-scale lithography with high energy beam sensitive glass. *Appl. Opt.*, 38(14): 2986–2990, 1999.
- [23] J. S. Sohn, M. B. Lee, W. C. Kim, E. H. Cho, T. W. Kim, C. Y. Yoon, N. C. Park, Y. P. Park. Design and fabrication of diffractive optical elements by use of gray-scale photolithography. *Appl. Opt.*, 44(4): 506–511, 2005.
- [24] Y. Oppliger, P. Sixt, J. M. Stauffer, J. M. Mayor, P. Regnault, G. Voirin. One-step 3D shaping using a gray-tone mask for optical and microelectronic applications. *Microelectron. Eng.*, 23: 449–454, 1994.
- [25] K. Reimer, H. J. Quenzer, M. Jürss, B. Wagner. Micro-optic fabrication using one-level gray-tone lithography. *Proc. SPIE*, 3008: 279–288, 1997.
- [26] D. R. Purdy. Fabrication of complex micro-optic components using photo-sculpting through halftone transmission masks. *Microelectron. Eng.*, 3: 167–175, 1994.
- [27] G. Gal, B. Herman, W. Anderson, D. Shough, D. Purdy, A. Berwick. Development of the dispersive microlens. *Pure Appl. Opt.*, 3: 97–101, 1994.
- [28] K. Reimer, R. Engelke, U. Hofmann, P. Merz, K. T. Kohlmann v. Platen, B. Wagner. Progress in graytone lithography and rep-

- lication techniques for different materials. *Proc. SPIE*, 3879: 98–105, 1999.
- [29] B. Morgan, C. M. Waits, J. Krizmanic, R. Ghodssi. Development of a deep silicon phase fresnel lens using gray-scale lithography and deep reactive ion etching. *J. Microelectromech. Syst.*, 13(1): 113–120, 2004.
- [30] J. Yao, Z. Cui, F. Gao, Y. Zhang, F. Gao, J. Du, J. Su, Y. Guo. Design of hybrid micro optical elements with coded gray-tone mask. *Microelectron. Eng.*, 573: 793–799, 2001.
- [31] J. Sung, H. Hockel, J. Brown, E. G. Johnson. Refractive micro-optics fabrication with a 1-D binary phase grating mask applicable to moems processings. *J. Microlith., Microfab., Microsyst.*, 4: 041603–1–041603–7, 2005.
- [32] J. Sung, H. Hockel, E. G. Johnson. Analog micro-optics fabrication by use of a two-dimensional binary phase-grating mask. *Opt. Lett.*, 30(4): 150–152, 2005.
- [33] H. Martinsson, T. Sandstrom, A. Bleeker, J. D. Hintersteiner. Current status of optical maskless lithography. *J. Microlith., Microfab., Microsyst.*, 4(1): 011003–1–011003–15, 2005.
- [34] Q. Peng, S. Liu, Y. Guo, B. Chen, J. Du, Y. Zeng, C. Zhou, Z. Cui. Real-time photolithographic technique for fabrication of arbitrarily shaped microstructures. *Opt. Eng.*, 42(2): 477–481, 2003.
- [35] T. Hayashi, T. Shibata, T. Kawashima, E. Makino, T. Mineta, T. Masuzawa. Photolithography system with liquid crystal display as active gray-tone mask for 3D structuring of photoresist. *Sensors and Actuators A*, 144: 381–388, 2008.
- [36] L. Erdmann, A. Deparnay, F. Wirth, R. Brunner. MEMS based lithography for the fabrication of microoptical components. *Proc.*

- SPIE - Micromachining Technology for Micro-Optics and Nano-Optics II*, 5347: 79–84, 2003.
- [37] M. V. Kessels, M. El Bouz, R. Pagan, K. Heggarty. Versatile stepper based maskless microlithography using a liquid crystal display for direct write of binary and multilevel microstructures. *J. Micro/nanolith. MEMS MOEMS*, 6(3): 033002–1–12, 2007.
- [38] W. W. NG, C. S. Hong, A. Yariv. Holographic interference lithography for integrated optics. *IEEE Trans. Electron Dev.*, 25: 1193–1200, 1978.
- [39] J. A. Britten, M. D. Perry, B. W. Shore, R. D. Boyd. Universal grating design for pulse stretching and compression in the 800–1100-nm range. *Opt. Lett.*, 21(7): 540–542, 1996.
- [40] A. Fernandez, H. T. Nguyen, J. A. Britten, R. D. Boyd, M. D. Perry, D. R. Kania, A. M. Hawryluk. Use of interference lithography to pattern arrays of submicron resist structures for field emission flat panel displays. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structure*, 15(3): 729–735, 1997.
- [41] J. P. Spallas, A. M. Hawryluk, D. R. Kania. Field emitter array mask patterning using laser interference lithography. *Opt. Lett.*, 13(5): 1973–1978, 1995.
- [42] M. Burkhardt, R. Brunner. Functional integrated optical elements for beam shaping with coherence scrambling property, realized by interference lithography. *Appl. Opt.*, 46(28): 7061–7067, 2007.
- [43] C.-H. Chang, Y. Zhao, R. K. Heilmann, M. L. Schattenburg. Fabrication of 50 nm period gratings with multilevel interference lithography. *Opt. Lett.*, 33(14): 1572–15747, 2008.
- [44] I. Z. Indutnyi, A. V. Stronski, S. A. Kostioukevitch, P. F. Romanenko, P. E. Schepeljavi, I. I Robur. Holographic optical element

- fabrication using chalcogenide layers. *Opt. Eng.*, 34(4): 1030–1039, 1995.
- [45] J. Turunen, F. Wyrowski. *Diffraction Optics for Industrial and Commercial Applications*. Akademie Verlag, Berlin, 1997. ISBN: 3-05-501733-1.
- [46] F. Nikolajeff, S. Jacobsson, S. Hård, Å. Billman, L. Lundblad, C. Lindell. Replication of continuous-relief diffractive optical elements by conventional compact disc injection-molding techniques. *Appl. Opt.*, 36(20): 4655–4659, 1997.
- [47] M. T. Gale, M. Rossi, H. Schütz, P. Ehbets, H.-P. Herzig, D. Prongué. Continuous-relief diffractive optical elements for two-dimensional array generation. *Appl. Opt.*, 32(14): 2526–2533, 1993.
- [48] N. K. Sheridan. Production of blazed holograms. *Appl. Phys. Lett.*, 12: 316–318, 1968.
- [49] M. C. Hutley. Blazed interference diffraction gratings for the ultraviolet. *Opt. Acta*, 22: 1–13, 1975.
- [50] R. Ferrière, P. Andres, C. Illueca. Réalisation de lentilles de phase à fresnel par interférométrie à ordres multiples. *J. Opt. (Paris)*, 15: 213–2188, 1984.
- [51] R. Brunner, R. Steiner, H. J. Dobschal, K. Rudolf. Hybrid diffractive-refractive optics: opportunities and technologies to realize complex optical imaging systems. *Glass Science and Technology*, 76: 91–96, 2003.
- [52] A. Chelnokov, S. Rowson, J.-M. Lourtioz, V. Berger, J.-Y. Courtois. An optical drill for the fabrication of photonic crystals. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 1: L3–L6, 1999.
- [53] C. K. Ullal, M. Maldovan, M. Wohlgemuth, E. L. Thomas, C. A.

- White, S. Yang. Triply periodic bicontinuous structures through interference lithography: a level-set approach. *J. Opt. Soc. Am. A*, 20(5): 948–954, 2003.
- [54] O. Toader, T. Y. M. Chan, S. John. Photonic band gap architectures for holographic lithography. *Phys. Rev. Lett.*, 92(4): 043905–1–043905–5, 2004.
- [55] X. Chen, S. R. J. Brueck. Imaging interferometric lithography: A wavelength division multiplex approach to extending optical lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(6): 3392–3397, 1998.
- [56] S. R. J. Brueck, S. H. Zaidi, X. Chen, Z. Zhang. Interferometric lithography - from periodic arrays to arbitrary patterns. *Microelec. Eng.*, 41/42: 145–148, 1998.
- [57] H. Bartelt, S. K. Case. High-efficiency hybrid computer-generated holograms. *Appl. Opt.*, 21(16): 2886–2890, 1982.
- [58] R.C. Fairchild, J.R. Fienup. Computer-originated aspheric holographic optical elements. *Opt. Eng.*, 21(1): 133–140, 1982.
- [59] E. N. Leith, J. Upatnieks. Reconstructed wavefronts and communication theory. *J. Opt. Soc. Am. A*, 52, 1962.
- [60] A. W. Lohmann. *Optical Information Processing*. Universitätsverlag Ilmenau, 2006. ISBN: 3-939473-00-6.
- [61] M. Teschke, S. Sinzinger. Modified phase contrast for recording of holographic optical elements. *Opt. Lett.*, 32(15): 2067–2069, 2007.
- [62] K. M. Johnson, D. J. McKnight, I. Underwood. Smart spatial light modulators using liquid crystal on silicon. *IEEE J. Quantum Electron.*, 29(2): 699–714, 1993.
- [63] M. G. Robinson, J. Chen, G. D. Sharp. *Polarisation Engineering for LCD Projection*. Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2005. ISBN: 13 978-0-470-87105-8.

- [64] M. A. Karim. *Electro-Optical Displays*. Marcel Dekker, New York, 1992. ISBN: 0-8247-8695-5.
- [65] C. Hofmann. *Die optische Abbildung*. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig, 1980.
- [66] H. Beyer. *Handbuch der Mikroskopie*. VEB Verlag Technik, Berlin, 3. Auflage, 1988.
- [67] D. Malacara, M. Servín, Z. Malacara. *Interferogram Analysis for Optical Shop Testing*. Taylor& Francis Group, New York, 2. Auflage, 2005. ISBN: 1-57444-682-7.
- [68] H. Beyer. *Theorie und Praxis der Interferenzmikroskopie*. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Port, Leipzig, 1974.
- [69] D. J. Goldstein. *Understanding the Light Microscope*. Academic Press, San Diego, 1999. ISBN: 0-12-288660-7.
- [70] W. Stöckel. *Fourieroptik - Eine Einführung*. Springer-Verlag, Berlin, 1993. ISBN: 3-540-53287-0.
- [71] E. Menzel, W. Mirandé, I. Weingärtner. *Fourier-Optik und Holographie*. Springer-Verlag, Wien-New York, 1973. ISBN: 3-211-81102-8.
- [72] D. Malacara. *Optical Shop Testing*. WILEY-VCH, New York, 1992. ISBN: 0-471-52232-5.
- [73] W. H. Steel. *Interferometry*. Cambridge University Press, Cambridge, 2. Auflage, 1983. ISBN: 0-521-25320-9.
- [74] H. Paul. *Lexikon der Optik*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 1999. ISBN: 3-8274-1422-9.
- [75] J. Glückstad, P.C. Mogensen. Optimal phase contrast imaging in common path interferometry. *Appl. Opt.*, 40(2): 268–282, 2001.
- [76] C. S. Anderson. Fringe visibility, irradiance, and accuracy in com-

- mon path interferometers for visualization of phase disturbances. *Appl. Opt.*, 34(32): 7474–7485, 1995.
- [77] S. G. Lipson, H. S. Lipson, D. S. Tannhauser. *Optik*. Springer-Verlag, Berlin, 1995. ISBN: 3-540-61912-7.
- [78] H. Beyer. *Theorie und Praxis des Phasenkontrastverfahrens*. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Port, Leipzig, 1965.
- [79] R. S. Sirohi, F. S. Chau. *Optical Methods of Measurement*. Marcel Dekker, New York, 1999. ISBN: 0-8247-6003-4.
- [80] F. Zernike. Beugungstheorie des Schneideverfahrens und seiner verbesserten Form, der Phasenkontrastmethode. *Physica*, 1: 689, 1934.
- [81] F. Zernike. Phasecontrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects. Part I. *Physica*, 9: 686–698, 1942.
- [82] F. Zernike. Phasecontrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects. Part II. *Physica*, 9: 974–986, 1942.
- [83] F. Zernike. How I discovered phase contrast. *Science*, 121: 345–349, 1955.
- [84] Firma Carl Zeiss. Einrichtung zur Verdeutlichung optischer Abbildungen. Patentschrift 636168, Klasse 42h, Gruppe 6, 7 Oktober 1936.
- [85] H. Wolter. Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Abbildung nichtabsorbierender Objekte. *Ann. Physik*, 7(6): 33–53, 1950.
- [86] A. H. Bennett, H. Osterberg, H. Jupnik, O. W. Richards. *Phase Microscopy - Principles and Applications*. John Wiley Sons, New York, 1951.

- [87] R. Barer. A vector theory of phase contrast and interference contrast. I. Positive phase contrast. *J. R. Microsc. Soc.*, 72: 10–30, 1952.
- [88] L. J. Golden. Zernike test. 1: Analytical aspects. *Appl. Opt.*, 16(1): 205–213, 1997.
- [89] D. J. Goldstein. A simple quantitative analysis of phase contrast microscopy, not restricted to objects of very low retardation. *J. Microsc.*, 128: 33–47, 1982.
- [90] W. Krug, J. Rienitz, G. Schulz. *Beiträge zur Interferenzmikroskopie*. Akademie Verlag, Berlin, 1961.
- [91] L. Papula. *Mathematische Formelsammlung*. Vieweg, Braunschweig, 2000. ISBN: 3-528-54442-2.
- [92] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, New York, 1996. ISBN: 0-07-024254-2.
- [93] W. Lauterborn, T. Kurz, M. Wiesenfeldt. *Kohärente Optik*. Springer-Verlag, Berlin, 1993. ISBN: 3-540-56769-0.
- [94] H. H. Hopkins. A note on the theory of phase-contrast images. *Proc. Phys. Soc. London Sect. B.*, 66: 331–333, 1953.
- [95] R. Barer. A vector theory of phase contrast and interference contrast. II. Positive phase contrast. *J. R. Microsc. Soc.*, 72: 81–98, 1952.
- [96] R. Barer. A vector theory of phase contrast and interference contrast. III. Negative phase contrast. *J. R. Microsc. Soc.*, 73: 30–39, 1953.
- [97] R. Barer. A vector theory of phase contrast and interference contrast. IV. B-type phase contrast. *J. R. Microsc. Soc.*, 73: 206–215, 1953.

- [98] A. G. Oettlé. Experiments with a variable amplitude and phase. *J. R. Microsc. Soc.*, 70: 232, 1950.
- [99] R. N. Smartt, W. H. Steel. Theory and application of point-diffraction interferometer. *Japan. J. appl. Phys.*, 14: 351–356, 1975.
- [100] M. Grichine, G. Skokov, D. Ratcliffe, P. I. Kumonko, Y. A. Sazonov. Recording materials for holographic interferometry. *Proc. SPIE, Interferometry '99: Techniques and Technologies*, 3744: 516–522, 1999.
- [101] D. Schreier. *Synthetische Holografie*. Physik-Verlag, Weinheim, 1984. ISBN: 3-87664-089-X.
- [102] P. Hariharan. *Optical holography*. Cambridge University Press, 1984. ISBN: 0-521-24348-3.
- [103] G. Saxby. *Practical holography*. Prentice Hall International (UK), Hertfordshire, 1988. ISBN: 0-13-693797-7.
- [104] S. Osten, G. Wernicke S. Krüger,. Reflective spatial light modulators improve digital holography. <http://www.holoeye.com/publications1.html>, 2004.
- [105] S. Osten, S. Krüger, A. Steinhoff. Spatial light modulators based on reflective microdisplays. *Tech. Mess.*, 73: 149–156, 2006.
- [106] Zygo Corporation. Laurel Brook Road, Middlefield, USA, <http://www.zygo.com>.
- [107] C. Lopéz, F. Gómez-Morales, J. Andilla, E. Pleguezuelos, E. Martin-Badosa. Shack-Hartmann wavefront sensor applied to aberration correction in holographic optical tweezers. *EOS Topical Meeting on Diffractive Optics 2007*.
- [108] Allresist GmbH. „<http://www.allresist.de>“. 2008.

- [109] M. Hoffmann. *Lithographische Herstellung analoger Oberflächenprofile für mikrooptische Anwendungen*. Diplomarbeit, TU Ilmenau, 2005.
- [110] B. de A. Mello, I. F. da Costa, C. R. A. Lima, L. Cescato. Developed profile of holographically exposed photoresist gratings. *Appl. Opt.*, 34(4): Seite 597–603, 1995.
- [111] M. Fritzsche. *Herstellung mehrstufiger Phasengitter durch holographische Photolackbelichtung*. Projektarbeit, TU Ilmenau, 2008.
- [112] M. Teschke, R. Heyer, M. Fritzsche, S. Stoebenau, S. Sinzinger. Application of an interferometric phase contrast to fabricate arbitrary diffractive optical elements. *Appl. Opt.*, 47(17): 2550–2556, 2008.
- [113] G. Wernicke, H. Gruber, M. Dürr, S. Krüger, A. Langner. Dynamisches Systems für die Aufnahme und optische Rekonstruktion von digitalen Hologrammen. *Tech. Mess.*, 73: 142–148, 2006.
- [114] B. R. Brown, A. W. Lohmann. Complex spatial filtering with binary masks. *Appl. Opt.*, 5(6): 967–969, 1966.
- [115] B. R. Brown, A. W. Lohmann. Binary Fraunhofer holograms, generated by computer. *Appl. Opt.*, 6(10): 1739–1748, 1967.
- [116] B. R. Brown, A. W. Lohmann. Computer-generated binary holograms. *IBM J. Res. Dev.*, 13: 160–168, 1969.
- [117] A. W. Lohmann, S. Sinzinger. Graphic codes for computer holography. *Appl. Opt.*, 34(17): 3172–3178, 1995.
- [118] M. Fritzsche. *Holographische Photolackbelichtung mit off-axis computergenerierten Hologrammen in einem modifizierten Phasenkontrastverfahren*. Projektarbeit, TU Ilmenau, 2008.
- [119] M. Teschke, S. Sinzinger. Novel approaches to the design of half-tone masks for analog lithography. *Appl. Opt.*, 47(26): 4767–4776,

2008.

- [120] P. K. Rastogi. *Holographic Interferometry*. Springer-Verlag, Berlin, 1994. ISBN: 3-540-57354-2.
- [121] J. Jahns. *Photonik: Grundlagen, Komponenten und Systeme*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2001. ISBN: 3-486-25425-1.
- [122] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, Berlin, 1993. ISBN: 3-11-009579-3.
- [123] H. Haferkorn. *Optik: Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. Wiley-VCH, Weinheim, 4. Auflage, 2003. ISBN: 3-527-40372-8.
- [124] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 4. Auflage, 2005. ISBN: 3-486-27359-0.
- [125] W. Singer, M. Totzeck, H. Gross. *Handbook of Optical Design Volume 2*. Wiley-VCH, Weinheim, 2005. ISBN: 3-527-40378-7.
- [126] K. Paturski. *Handbook of the Moiré Fringe Technique*. Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1993. ISBN: 0-444-88823-3.
- [127] D. Post, B. Han, P. Ifju. *High Sensitivity Moiré*. Springer-Verlag, New York, 1994. ISBN: 0-387-94149-5.
- [128] W. Henke, W. Hoppe, H. J. Quenzer, P. Staudt-Fischbach, B. Wagner. Simulation and experimental study of gray-tone lithography for the fabrication of arbitrarily shaped surfaces. *Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems, MEMS '94*, pages 205–210, 1994.
- [129] W. Hanke, J. Jahns, M. Gruber. Optimierte Maskendesign für die Herstellung mikrooptischer Bauelemente mit der optischen Rasterlithographie. *DGaO Proceedings*, 2006. <http://www.dgao-proceedings.de>.

- [130] J. Wengelin. *Photolithographie mit semitransparenten Masken*. Cuvillier Verlag, Göttingen, 1996. ISBN: 3-89588-682-3.
- [131] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2*. Springer-Verlag, Berlin, 1997. ISBN: 3-540-65196-9.
- [132] S. Woetzel. *Lithografische Herstellung analoger Oberflächenprofile mittels Phasenkontrast-Halbtonmasken*. Diplomarbeit, TU Ilmenau, 2008.
- [133] R. E. Grojean, D. Feldman, J. F. Roach. Production of flat top beam profiles for high energy lasers. *Rev. Sci. Instrum.*, 51(3): 375–376, 1980.
- [134] M. Wagner, H. D. Geiler, D. Wolff. High-performance laser beam shaping and homogenization system for semiconductor processing. *Meas. Sci. Technol.*, 1: 1193–1201, 1990.
- [135] T. Sameshima, S. Usui. Laser beam shaping system for semiconductor processing. *Opt. Commun.*, 88: 59–62, 1992.
- [136] T. J. Suleski, D. C. O’Shea. Gray-scale masks for diffractive-optics fabrication: I. Commercial slide imagers. *Appl. Opt.*, 34(32): 7507–7517, 1995.
- [137] D. C. O’Shea, W. S. Rockward. Gray-scale masks for diffractive-optics fabrication: II. Spatially filtered halftone screens. *Appl. Opt.*, 34(32): 7518–7526, 1995.
- [138] J. Yao, J. Su, J. Du, Y. Zhang, F. Gao, F. Gao, Y. Guo, Z. Cui. Coding gray-tone mask for refractive microlens fabrication. *Microelectron. Eng.*, 53: 531–534, 2000.
- [139] X. Tang, J. Liao, H. Li, Y. Liu, Y. Guo. Analysis and simulation for the compensation of distortion in thick film analog lithography. *Opt. Express*, 16(1): 98–107, 2008.
- [140] S. Sinzinger. *Untersuchung refraktiver, diffraktiver und hybrider*

- Bauelemente für eine 3D-optische Mikrointegration*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1993.
- [141] E. G. Loewen, E. Popov. *Diffraction Gratings and Applications*. Marcel Dekker, New York, 1997. ISBN: 0-8247-9923-2.
- [142] J. A. Davis, D. M. Cottrell, J. Campos, M. J. Yzuel, I. Moreno. Encoding amplitude information onto phase-only filters. *Appl. Opt.*, 38(23): 5004–5013, 1999.
- [143] J. Willhelm. *Dreigitterschrittgeber - photoelektrischer Aufnehmer zur Messung von Lageänderungen*. Dissertation, Technische Universität Hannover, 1978.
- [144] C. David, J. Wei, T. Lippert, A. Wokaunt. Diffractive grey-tone phase masks for laser ablation lithography. *Microelec. Eng.*, 57-58: 453–460, 2001.
- [145] A. G. Poleshchuk. Diffractive light attenuators with variable transmission. *Journal of Modern Optics*, 45(7): 1513–1522, 1998.
- [146] A. G. Poleshchuk, R. K. Nasyrov, V. V. Cherkashin, M. V. Dubov, V. M. Mezentsev, I. Bennoin. Diffractive attenuator for femtosecond laser radiation control. *EOS Topical Meeting on Diffractive Optics 2007*.
- [147] A. Márquez, S. Gallego, D. Méndez, M. L. Álvarez, E. Fernández, M. Ortuño, C. Neipp, A. Beléndez, I. Pascual. Application of a liquid crystal display to generate diffractive optical elements onto a photopolymer. *EOS Topical Meeting on Diffractive Optics 2007*.
- [148] C. M. Waits, A. Modafe, R. Ghodssi. Investigation of gray-scale technology for large 3D silicon MEMS structures. *J. Micromech. Microeng.*, 13: 170–177, 2003.
- [149] Y. Fainman, E. Lenz, J. Shamir. Contouring by phase conjugation. *Appl. Opt.*, 20(1): 158–163, 1981.

- [150] F. A. Hopf. Interferometry using conjugate-wave generation. *J. Opt. Soc. Am.*, 70(11): 1320–1323, 1980.
- [151] J. Feinberg. Interferometer with a self-pumped phase-conjugating mirror. *Opt. Lett.*, 8(11): 569–571, 1983.
- [152] J. C. Pizolato, Jr., G. A. Cirino, C. Goncalves, L. G. Neto. Zeroth-order phase-contrast technique. *Appl. Opt.*, 46(31): 7604–7613, 2007.
- [153] C. Goncalves, J. C. Pizolato, Jr., G. A. Cirino, L. G. Neto. White light computer-generated element based on halftoning technique. *Adaptive Optics: Analysis and Methods/Computational Optical Sensing and Imaging/Information Photonics/Signal Recovery and Synthesis Topical Meetings on CD-ROM, OSA Technical Digest (CD)*, 2007.
- [154] D. Mendlovic, G. Shabtay, U. Levi, Z. Zalevsky, E. Marom. Encoding technique for design of zero-order (on-axis) fraunhofer computer-generated holograms. *Appl. Opt.*, 36(32): 8427–8434, 1997.
- [155] A. Braun, K. Zimmer. Diffractive gray-scale masks for excimer laser ablation. *Applied Surface Science*, 186: 200–205, 2002.
- [156] D. M. Bloom. The grating light valve: revolutionizing display technology. *Proc. SPIE*, 3013: 165–171, 1997.
- [157] S. Jiyong, H. Shanglian, Z. Jie, Z. Zhihai, Z. Yong. Two-dimensional grating light modulator for projection display. *Appl. Opt.*, 47(15): 2813–2820, 2008.
- [158] A. Donges, R. Noll. *Lasermesstechnik: Grundlagen und Anwendungen*. Hüthig Buch Verlag, Heidelberg, 1993. ISBN: 3-7785-2216-7.
- [159] A. W. Lohmann, S. Sinzinger. Moiré effect as a tool for image processing. *J. Opt. Soc. Am. A*, 10(1): 65–68, 1993.

Abkürzungen und Symbole

Bezeichnung	Bedeutung
HEBS	high energy beam sensitive
DMD	Digital Mirror Device
DOEs	diffraktive optische Elemente
HOEs	holographisch optische Elemente
LCD	Lyquid Crystal Display
LCoS	Lyquid Crystal on Silicon
SLM	spatiale Lichtmodulatoren
ST	Strahlteiler
RW	Referenzwelle
GW	Grauwert
GWZ	Grauwertzelle
a	Transmissionskoeffizient des Fourierfilters für die $m > 0$ Ordnungen
b	Transmissionskoeffizient des Fourierfilters für die 0. Ordnung
i	imaginäre Einheit ($i^2 = -1$)
g	Gitterperiode eines Beugungsgitters
f, f'	Brennweiten
m	Nummer der Beugungsordnung
t	Belichtungstiefe
A	Amplitude
D_1	Durchmesser des Filterbereiches für das ungebeugten Licht
D_2	Durchmesser der Airy-Scheibe
H	vertikale Öffnung des Detourelements
I	Intensität
L	Linse
P	Phasenwert

Bezeichnung	Bedeutung
R	Amplitudenverhältnis zwischen Objekt- und Referenzwelle
T	komplexe Amplitudentransmission
W	horizontale Öffnung des Detourelements
α	Winkel
δ	Phasendifferenz zwischen den interferierenden Wellen
λ	Wellenlänge in nm
η	Beugungseffizienz
ϕ	Phasenstufe des Phasenobjektes
ρ	Phasenstufe des Phasengitters
τ	Transmissionskoeffizient ($0 \dots 1$)
θ	Phasenverzögerung des ungebeugten Lichtes
ψ	Phasenverzögerung des gebeugten Lichtes
Δr	Öffnungsdurchmesser

